



Calorimétrie électromagnétique et recherche de neutrinos droits de Majorana dans l'expérience ATLAS

Arnaud Ferrari

► To cite this version:

Arnaud Ferrari. Calorimétrie électromagnétique et recherche de neutrinos droits de Majorana dans l'expérience ATLAS. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 1999. Français. NNT : . tel-00005400

HAL Id: tel-00005400

<https://theses.hal.science/tel-00005400>

Submitted on 19 Mar 2004

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITÉ JOSEPH FOURIER, GRENOBLE 1
SCIENCES ET GÉOGRAPHIE

ISN 99.31

THÈSE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ JOSEPH FOURIER

Discipline : Physique

Présentée et soutenue publiquement par

Arnaud FERRARI

Le 23 Avril 1999

**Calorimétrie électromagnétique et recherche de neutrinos droits
de Majorana dans l'expérience ATLAS**

COMPOSITION DU JURY

Mme M.C. COUSINOU	Présidente
Mr D. FROIDEVAUX	Rapporteur
Mr B. MANSOULIÉ	Rapporteur
Mr J. COLLOT	Directeur de thèse
Mr J. CHAUVIN	
Mr P. PÉTROFF	
Mr G. SAJOT	

Thèse préparée au sein de l'Institut des Sciences Nucléaires, à Grenoble.

Remerciements

En premier lieu, je souhaite remercier mon directeur de thèse, Johann Collot, pour ses connaissances, ses encouragements et ses conseils, qui ont permis à ce travail d'aboutir dans d'excellentes conditions. Mes remerciements vont également aux membres du groupe ATLAS de l'ISN qui m'ont permis de travailler dans une ambiance sympathique : Marie-Laure Andrieux, Bouchra Belhorma, Paul De Saintignon, Jean-Yves Hostachy et Philippe Martin.

Je tiens à remercier Daniel Froidevaux et Bruno Mansoulié pour avoir accepté d'être les rapporteurs de ce document, ainsi que Joël Chauvin, Marie-Claude Cousinou, Pierre Pétroff et Gérard Sajot pour avoir accepté de faire partie de mon jury.

Je souhaite exprimer mon amitié à mes collègues du Maroc : Driss Benchekroun, Rajaa Cherkaoui et Abdou Hoummada. Je n'oublierai pas non plus mes collègues de Stockholm, avec qui j'ai passé quelques mois formidables, dans un climat glacial mais une ambiance extrêmement chaleureuse : Awatif Belymam, Per Carlson, Christophe Clément, Johan Lundqvist, Bengt Lund-Jensen, Linda Megner, Mark Pearce et Jesper Söderqvist. *Ett stort tack till alla på KTH, det var jättekul att jobba med er!*

Pendant ces trois années de thèse, j'ai eu plusieurs fois l'occasion de travailler au CERN avec des membres de la collaboration ATLAS. Je voudrais remercier ici Fabiola Gianotti, Jörgen Beck Hansen, Delphine Nicod, Elzbieta Richter-Was, Jérôme Schwindling, Stefan Simion, Michal Seman, Laurent Serin et Monika Wielers. J'ai également eu l'occasion de collaborer avec le groupe ATLAS d'Istanbul et je souhaite exprimer toute mon amitié à Engin Arik, Ozlem Celik et Arif Mailov.

Je voudrais également dédier cette thèse à Johan van Klinken du KVI de Groningen (Pays-Bas) qui, en 1995 et 1996, m'a permis de découvrir le milieu de la recherche.

Finalement, je souhaite remercier chaleureusement ma famille et tous mes amis d'ici et d'ailleurs pour leur affection, leur soutien et tous les bons moments passés ensemble.

Table des matières

1	Le neutrino dans et au-delà du Modèle Standard	3
1.1	Particules et interactions fondamentales	3
1.1.1	Les briques de la matière : les fermions	3
1.1.2	Les ciments de la matière : les bosons	5
1.2	Les théories de jauge	6
1.3	Le Modèle Standard	8
1.4	La physique des neutrinos : une mise à l'épreuve pour le Modèle Standard	12
1.4.1	Les oscillations de neutrinos	12
1.4.2	Le neutrino : une particule de Dirac ou de Majorana ?	14
1.4.3	Le mécanisme du See-Saw	15
1.5	Le Modèle Symétrique	16
1.5.1	Bases théoriques	16
1.5.2	Les bosons de jauge du Modèle Symétrique	18
1.5.3	Les neutrinos dans le Modèle Symétrique	21
1.6	Les limites expérimentales du Modèle Symétrique	22
1.6.1	Cas du boson de jauge chargé W_R^\pm	22
1.6.2	Cas du boson de jauge neutre Z'	23
1.7	Les extensions théoriques du Modèle Symétrique	23
1.7.1	Modèle Symétrique et Théories de Grande Unification	23
1.7.2	Supersymétrisation du Modèle Symétrique	25
2	Le LHC et le détecteur ATLAS	29
2.1	Le LHC : un nouveau collisionneur en vue d'une nouvelle physique	29
2.1.1	Description des performances du LHC	29
2.1.2	Le programme de physique du LHC	31
2.1.3	Définition des variables cinématiques utilisées	33
2.1.4	Contraintes imposées par le LHC à ses détecteurs	34
2.2	Le détecteur ATLAS	35
2.2.1	Le détecteur interne	36
2.2.2	Le calorimètre électromagnétique	38

2.2.3	Le calorimètre hadronique	46
2.2.4	Le spectromètre à muons	50
2.2.5	Les systèmes de déclenchement et d'acquisition	52
3	Étude du pré-échantillonneur d'ATLAS	55
3.1	Description du détecteur	55
3.1.1	Description de la géométrie du pré-échantillonneur	55
3.1.2	Description des électrodes et du système d'extraction des signaux du pré-échantillonneur	58
3.2	Influence des zones mortes entre les secteurs du pré-échantillonneur	61
3.2.1	Simulation de la collection des charges au voisinage des zones mortes du pré-échantillonneur	62
3.2.2	Estimation de l'impact des zones mortes sur la mesure de l'énergie dans le pré-échantillonneur	65
3.3	Simulation et optimisation des performances du pré-échantillonneur au sein du détecteur ATLAS	68
3.3.1	Le bruit électronique dans le pré-échantillonneur	69
3.3.2	Le bruit d'empilement dans le pré-échantillonneur	70
3.3.3	Étude de l'influence du temps caractéristique des formeurs sur le bruit total dans le pré-échantillonneur	73
3.3.4	Étude des performances du pré-échantillonneur	74
3.4	Étude des performances du pré-échantillonneur lors du test en faisceau de 1997 au CERN	81
3.4.1	Description des conditions expérimentales	81
3.4.2	Mesure des piédestaux et étalonnage du détecteur	82
3.4.3	Réduction du bruit électronique grâce à l'utilisation du filtrage op- timal	86
3.4.4	Étude des performances du pré-échantillonneur dans un faisceau d'électrons de 100 GeV	89
4	Mise à l'épreuve du Modèle Symétrique au LHC	95
4.1	Les bosons W_R et Z' au LHC	95
4.1.1	Production de W_R et Z'	95
4.1.2	Décroissances de W_R et Z'	98
4.2	Identification des neutrinos droits de Majorana	101
4.3	Étude des effets de polarisation	104
4.3.1	Étude des états de polarisation de W_R et Z'	104
4.3.2	Mesure des effets de polarisation dans les désintégrations $W_R \rightarrow l N_l$ et $Z' \rightarrow l^+ l^-$	106

4.3.3	Étude des effets de polarisation dans la production et la décroissance des neutrinos droits de Majorana	108
4.4	Mesure de l'asymétrie du modèle	109
4.4.1	Influence de l'asymétrie du modèle sur la production des bosons W_R et Z'	109
4.4.2	Influence de l'asymétrie du modèle sur les décroissances des bosons W_R et Z'	110
4.4.3	Détermination expérimentale de κ	112
5	Recherche des neutrinos droits de Majorana dans ATLAS	115
5.1	Le processus $pp \rightarrow W_R \rightarrow eN_e$ dans ATLAS	116
5.1.1	Sélection des événements $pp \rightarrow W_R \rightarrow eN_e \rightarrow eeq_i\bar{q}_j$	116
5.1.2	Réduction du bruit de fond physique	119
5.1.3	Estimation du potentiel de découverte de W_R et N_e dans le détecteur ATLAS	127
5.1.4	Identification de la provenance des électrons produits dans le pro- cessus $pp \rightarrow W_R \rightarrow eN_e \rightarrow eeq_i\bar{q}_j$	129
5.1.5	Réduction de la dissymétrie des spectres de masse due à l'émission de gluons par les quarks issus de N_e	130
5.1.6	Mesure des effets de polarisation dans $pp \rightarrow W_R \rightarrow eN_e$	133
5.2	Le processus $pp \rightarrow Z' \rightarrow N_eN_e$ dans ATLAS	134
5.2.1	Remarques préliminaires	135
5.2.2	Sélection des événements $pp \rightarrow Z' \rightarrow N_eN_e \rightarrow eeq_i\bar{q}_jq_k\bar{q}_l$	135
5.2.3	Réduction du bruit de fond physique	138
5.2.4	Estimation de l'observabilité du processus $pp \rightarrow Z' \rightarrow N_eN_e$ dans le détecteur ATLAS	142
A	Rappels de calorimétrie	147
A.1	Les gerbes électromagnétiques	147
A.2	Les gerbes hadroniques	149
A.3	Description des calorimètres électromagnétiques à échantillonnage	150
B	Simulation informatique des performances d'ATLAS	153

Introduction

En général, les objets naturels sont chiraux : ils ne sont pas superposables à leur image dans un miroir. Mais, bien qu'un objet chiral et son symétrique soient différents, il semble n'y avoir aucune raison que l'un prenne le pas sur l'autre. Cependant, on constate que le monde dans lequel nous vivons ne respecte pas cette symétrie entre la droite et la gauche. Par exemple, la plupart des coquillages s'enroulent à droite. L'anatomie de l'être humain est également chirale : notre cœur est toujours à gauche, tandis que notre foie est toujours à droite. De plus, dans toutes les civilisations, les hommes sont très majoritairement plus habiles avec leur main droite qu'avec leur main gauche. Depuis Pasteur, cette asymétrie entre la gauche et la droite semble être également un des paramètres qui différencient le mieux la matière vivante de la matière inerte : en effet, dans tous les acides aminés, qui font partie des molécules qui assurent le bon fonctionnement des systèmes vivants, le carbone asymétrique présente toujours la même chiralité.

Cette différence entre la droite et la gauche existe aussi en physique des particules. Plus connue sous le nom de violation de la parité, elle concerne les interactions faibles chargées. En effet, seuls les fermions gauches (c'est-à-dire ceux pour lesquels le spin est orienté antiparallèlement à la direction de propagation) peuvent se coupler aux bosons vecteurs W^\pm . Mis en évidence dans les années 1950, ce phénomène est l'un des piliers du Modèle Standard. Malgré un accord remarquable avec les résultats expérimentaux, cette théorie est aujourd'hui considérée comme incomplète, en particulier parce que la manière avec laquelle la violation de la parité y est introduite impose aux neutrinos d'être des particules sans masse. Cependant, les résultats expérimentaux obtenus en 1998 auprès du détecteur Super-Kamiokande indiquent que les neutrinos pourraient osciller et, par conséquent, qu'ils seraient massifs (ils n'en demeureraient pas moins très légers).

De nombreuses théories tentent de compléter les prédictions du Modèle Standard. Parmi elles, le mécanisme dit du See-Saw impose aux neutrinos d'être des particules de Majorana et prédit l'existence de nouveaux neutrinos N_l de chiralité droite et très lourds. Cette théorie s'inscrit dans le cadre du Modèle Symétrique, qui est une extension du Modèle Standard prédisant l'existence de nouveaux bosons de jauge (W_R^+ , W_R^- et Z')

afin de restaurer la symétrie de parité aux hautes énergies. Si les masses de W_R et Z' sont de l'ordre du TeV/c^2 , alors la mise en évidence de ces nouveaux bosons, ainsi que des neutrinos droits de Majorana N_l , est envisageable au LHC, le futur collisionneur proton-proton du CERN.

Deux détecteurs géants, ATLAS et CMS, viendront équiper ce nouvel accélérateur de particules afin d'en exploiter tout le potentiel de physique. Depuis 1991, l'Institut des Sciences Nucléaires de Grenoble, où j'ai effectué ce travail de thèse, s'est engagé dans la conception, la réalisation et l'étude des performances du pré-échantillonneur d'ATLAS. Ce dispositif, placé sur la face interne du calorimètre électromagnétique, a pour rôle de compenser les pertes d'énergie des électrons et des photons dans la matière qui se trouve en amont.

Dans le premier chapitre de cette thèse, je décrirai en détails le Modèle Standard et le Modèle Symétrique, en insistant plus particulièrement sur le secteur des neutrinos. Puis, dans le deuxième chapitre, je présenterai les principales caractéristiques du LHC et de l'expérience ATLAS. Une étude plus détaillée du pré-échantillonneur et de son impact sur les performances du calorimètre électromagnétique d'ATLAS fera l'objet du troisième chapitre. Le quatrième et le cinquième chapitres seront dédiés à la physique associée au Modèle Symétrique : après avoir présenté les caractéristiques des processus qui mettent en jeu les bosons W_R et Z' , je m'intéresserai plus spécifiquement aux canaux qui peuvent permettre la mise en évidence des neutrinos droits de Majorana dans ATLAS.

Chapitre 1

Le neutrino dans et au-delà du Modèle Standard

1.1 Particules et interactions fondamentales

Depuis plusieurs décennies, la physique des particules se fixe pour objectif d’explorer la matière dans ses structures les plus fondamentales, afin de comprendre de quoi notre univers est constitué et pour en expliquer le comportement. En utilisant des accélérateurs de plus en plus puissants associés à des détecteurs offrant une précision jamais égalée, les physiciens des hautes énergies disposent aujourd’hui de “microscopes” de plusieurs kilomètres de long pour sonder la matière toujours plus profondément. Contrairement à ce que croyait Aristote, nous savons aujourd’hui que la matière n’est pas faite de terre, d’eau, d’air et de feu. En effet, l’analyse et l’interprétation théorique des résultats obtenus pendant les dernières décennies indiquent qu’elle est constituée de particules élémentaires appelées fermions, qui interagissent entre elles par échange de bosons, particules caractéristiques de l’une des quatre interactions fondamentales.

1.1.1 Les briques de la matière : les fermions

Toute la matière peut être décrite à l’aide d’un nombre limité de constituants élémentaires appelés fermions. Ceux-ci ont un spin demi-entier et obéissent au principe d’exclusion de Pauli : deux fermions semblables ne peuvent jamais exister dans le même état quantique. Dans la théorie de Dirac, chaque fermion possède une antiparticule, de même masse mais de charge opposée, avec laquelle il peut s’annihiler. Les fermions se répartissent en trois familles (ou saveurs), chacune d’elles contenant deux quarks et deux leptons : les constituants élémentaires de la matière sont donc au nombre de 24 (six quarks et six leptons, qui sont répertoriés dans le tableau 1.1, à chacun desquels on associe une antiparticule).

Famille	Leptons	Quarks
$1^{ère}$ Famille	neutrino ν_e électron (e)	up (u) down (d)
$2^{ème}$ Famille	neutrino ν_μ muon (μ)	charm (c) strange (s)
$3^{ème}$ Famille	neutrino ν_τ tau (τ)	top (t) bottom (b)

TAB. 1.1: Les constituants fondamentaux de la matière.

a) Les quarks

Les quarks sont les fermions qui portent des charges électriques fractionnaires, égales à $+2/3$ pour u, c, t et $-1/3$ pour d, s, b . Pour bien définir les quarks, il faut introduire un nouveau nombre quantique, la couleur, qui peut prendre trois valeurs : bleu, vert et rouge. Si chaque quark ne portait pas une couleur différente, l'existence d'édifices constitués de trois quarks identiques, tels que le Δ^{++} (uuu), serait en contradiction avec le principe d'exclusion de Pauli.

La chromodynamique quantique (QCD) indique que les quarks ne sont pas observables à l'état libre : ils doivent s'associer pour former des hadrons, édifices incolores à deux ou trois quarks ou antiquarks. Les mésons, de spin entier, sont formés d'une paire quark-antiquark $q_1\bar{q}_2$. Quant aux baryons, de spin demi-entier, ils sont formés de trois quarks $q_1q_2q_3$. Puisqu'on ne peut pas observer les quarks à l'état libre, leurs masses sont déduites de façon indirecte. Par exemple, les masses des quarks u, d, c, s et b sont déterminées en étudiant les propriétés des hadrons qu'ils constituent. Le quark t se désintègre avant de s'hadroniser : sa masse a donc été mesurée en étudiant ses produits de décroissance. Le tableau 1.2 résume les estimations de la masse de chacun des quarks.

Quarks	Masse (GeV/c ²)
u	1.5×10^{-3} à 5×10^{-3}
d	3×10^{-3} à 9×10^{-3}
s	0.06 à 0.17
c	1.1 à 1.4
b	4.1 à 4.4
t	173.8 ± 5.2

TAB. 1.2: Estimation de la masse des quarks [1].

b) Les leptons

Contrairement aux quarks, les leptons ne sont pas confinés dans des édifices plus grands et ils peuvent donc se déplacer librement. De plus, ils ne sont pas concernés par le nombre quantique de couleur. Un lepton porte une charge électrique nulle s'il s'agit d'un neutrino et une charge électrique -1 s'il s'agit d'un électron, un muon ou un tau.

Les masses des leptons chargés sont connues avec une excellente précision [1] :

- $m_e = 511.0 \text{ keV}/c^2$ pour l'électron.
- $m_\mu = 105.66 \text{ MeV}/c^2$ pour le muon.
- $m_\tau = 1.78 \text{ GeV}/c^2$ pour le tau.

Par contre, la détermination de la masse des neutrinos fait l'objet d'intenses recherches : est-elle strictement nulle ou non ? Nous y reviendrons plus longuement tout au long de cette étude.

1.1.2 Les ciments de la matière : les bosons

Dans le cadre de la mécanique quantique, les interactions entre les particules de matière sont véhiculées par des entités élémentaires de spin entier appelées bosons. Le principe d'incertitude d'Heisenberg explique que, pendant un intervalle de temps Δt , la conservation de l'énergie peut être violée. Ceci autorise momentanément l'apparition d'un excédent ΔE sous la forme d'un boson virtuel, modifiant ainsi l'état de chacun des fermions en interaction.

Chaque boson caractérise l'une des quatre interactions fondamentales résumées dans le tableau 1.3.

Interaction	Intensité relative	Boson échangé
Forte	~ 1	gluon
Electromagnétique	$\sim 10^{-3}$	photon
Faible	$\sim 10^{-5}$	W^\pm, Z
Gravitationnelle	$\sim 10^{-38}$	graviton ?

TAB. 1.3: Les quatre interactions fondamentales.

L'interaction gravitationnelle est la plus faible de toutes les interactions et elle ne peut intervenir qu'à l'échelle macroscopique. Toujours attractive, elle concerne tous les objets qui ont une masse et sa portée est infinie. Lorsqu'on envisage le champ gravitationnel en mécanique quantique, le boson associé est le graviton, de spin 2 et de masse nulle. Mais, à ce jour, il n'a encore jamais été mis en évidence.

L'interaction faible, qui agit sur tous les fermions, est la seule interaction qui modifie la nature des particules. Par exemple, elle est responsable de la radioactivité β . Dans le Modèle Standard (voir paragraphe 1.3), les bosons vecteurs de l'interaction faible sont au nombre de trois : W^+ , W^- et Z . Ce sont des objets très lourds ($m_W = 80.4 \text{ GeV}/c^2$ et $m_Z = 91.2 \text{ GeV}/c^2$ [1]). Par conséquent, ils sont les médiateurs d'une interaction à courte portée (typiquement 10^{-16} cm).

L'interaction électromagnétique intéresse toutes les particules chargées électriquement. Elle est répulsive entre deux charges de même signe et attractive entre deux charges de signes opposés. Sa portée est infinie. Le boson associé à l'interaction électromagnétique est le photon, de masse nulle et de spin 1.

L'interaction forte est celle qui retient ensemble les quarks à l'intérieur des hadrons. Elle agit exclusivement sur la couleur par échange de gluons, bosons de masse nulle et de spin 1. Cette interaction devrait donc avoir une portée infinie, mais la chromodynamique quantique (QCD) indique que le couplage entre deux quarks augmente avec la distance qui les sépare. Ceci a pour effet de les confiner dans les hadrons, réduisant ainsi la portée de l'interaction forte à environ 10^{-15} m .

Soulignons qu'une telle division est pratique pour établir des théories partielles. Mais les physiciens des particules aimeraient pouvoir faire de ces quatre interactions fondamentales quatre aspects différents d'une interaction unique. À la base de tous les modèles qui tentent d'aboutir à une telle unification, on retrouve la notion d'invariance de jauge [2].

1.2 Les théories de jauge

En physique quantique, toute transformation de jauge est une transformation qui agit sur la phase des fonctions d'ondes. Afin d'assurer la conservation de certaines grandeurs physiques, la transformation de jauge doit satisfaire l'invariance du Lagrangien.

Pour une particule libre, la phase est inobservable. Par conséquent, le Lagrangien reste invariant par une transformation de jauge globale de la forme $\Psi(x) \rightarrow e^{i\alpha}\Psi(x)$, où la phase α est une constante. En revanche, si on souhaite modéliser une particule qui subit

une interaction, cette phase doit dépendre de la position dans l'espace-temps. On est alors amené à considérer une transformation de jauge locale.

Traitions ici le cas de l'invariance de jauge $U(1)_Q$ pour une particule de spin $1/2$, de masse m et de charge Q . Dans le formalisme de Dirac, son Lagrangien s'écrit :

$$\mathcal{L} = i\bar{\Psi}\gamma_\mu\partial^\mu\Psi - m\bar{\Psi}\Psi \quad (1.1)$$

avec $\bar{\Psi} = \Psi^\dagger\gamma^0$.

Soit x un point de l'espace temps, le Lagrangien n'est pas invariant par la transformation de jauge locale suivante :

$$\Psi \rightarrow \Psi' = \Psi e^{iQ\Lambda(x)} \quad (1.2)$$

Pour conserver son invariance, on doit introduire le champ de jauge A_μ qui se transforme selon :

$$A_\mu(x) \rightarrow A'_\mu(x) = A_\mu - \partial_\mu\Lambda(x) \quad (1.3)$$

Le champ de jauge A_μ s'identifie au quadrivecteur potentiel de l'électromagnétisme et on lui associe le photon. Puis, à la dérivée ∂_μ , on substitue la dérivée covariante D_μ :

$$\mathcal{D}_\mu = \partial_\mu + iQA_\mu(x) \quad (1.4)$$

Le Lagrangien invariant de jauge locale s'écrit alors :

$$\mathcal{L} = i\bar{\Psi}\gamma^\mu\mathcal{D}_\mu\Psi - m\bar{\Psi}\Psi \quad (1.5)$$

soit

$$\mathcal{L} = i\bar{\Psi}\gamma^\mu\partial_\mu\Psi - m\bar{\Psi}\Psi - QA_\mu\bar{\Psi}\gamma^\mu\Psi \quad (1.6)$$

soit encore

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{libre} - j^\mu A_\mu \quad (1.7)$$

où $j_\mu = Q\bar{\Psi}\gamma_\mu\Psi$ est le courant électromagnétique invariant de jauge.

Au Lagrangien libre on ajoute donc le terme $-j^\mu A_\mu$ caractéristique de l'interaction entre la particule et le champ du photon. Afin d'obtenir le Lagrangien complet, il faut encore ajouter un terme représentant le Lagrangien libre du champ électromagnétique. On pose $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$ et on obtient alors :

$$\mathcal{L} = \bar{\Psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\Psi - j^\mu A_\mu - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \quad (1.8)$$

Si le photon était massif, il faudrait ajouter une quantité de la forme $\mathcal{L}_\gamma = \frac{1}{2}m_\gamma^2 A_\mu A^\mu$.

Mais, un tel terme n'est pas invariant par transformation de jauge locale : le photon doit donc avoir une masse strictement nulle.

L'analyse de cet exemple montre quelles conclusions on peut tirer de l'invariance par transformation de jauge locale $U(1)_Q$ associée à la conservation de la charge électrique :

- introduction d'un champ A_μ .
- absence de masse pour le photon.
- couplage champ-particule de la forme $-j^\mu A_\mu$.

1.3 Le Modèle Standard

C'est dans les années 1960 que Glashow [3], Weinberg [4] et Salam [5] ont formulé une théorie de jauge qui permet d'unifier les interactions faibles avec l'interaction électromagnétique et qui, dans le même temps, propose un mécanisme pour générer la masse des particules élémentaires.

Le groupe de jauge qu'on considère à présent est $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Les fermions gauches et droits s'y transforment respectivement comme des doublets et des singulets d'isospin. Cette distinction est liée au fait que les interactions faibles violent la symétrie de parité (les bosons W^\pm ne se couplent qu'à des fermions gauches et des antifermions droits). Ce phénomène a été suggéré pour la première fois par Lee et Yang en 1956 pour rendre compte des anomalies observées dans le système des mésons $K - \bar{K}$ [6]. Wu confirma leur hypothèse quelques mois plus tard, grâce à l'étude des désintégrations β de noyaux de ^{60}Co polarisés [7]. En 1957, Lee et Yang proposèrent une seconde interprétation théorique de cette expérience, en suggérant que seuls les neutrinos gauches et les antineutrinos droits existent [8]. En effet, comme le neutrino droit et l'antineutrino gauche ne se couplent pas aux bosons W^\pm , ils sont indétectables et deviennent donc superflus.

Les générateurs des groupes de jauge $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$ sont respectivement l'isospin \vec{I} et l'hypercharge faible Y . Ces deux quantités sont définies de manière telle que la charge électrique soit donnée par :

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2} \tag{1.9}$$

Alors, les nombres quantiques utilisés pour décrire les fermions de la première famille sont ceux résumés dans le tableau 1.4 :

Leptons					Quarks				
	I	I_3	Y	Q		I	I_3	Y	Q
ν_e	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	-1	0	u_L	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{2}{3}$
e_L^-	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	-1	-1	d_L	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$
					u_R	0	0	$\frac{4}{3}$	$\frac{2}{3}$
e_R^-	0	0	-2	-1	d_R	0	0	$-\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$

TAB. 1.4: Nombres quantiques des fermions de la première famille, dans le cadre du Modèle Standard.

Aux groupes de jauge $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$ correspondent :

- des constantes de couplage notées g et g' respectivement.
- des champs de jauge notés B_μ pour le groupe $U(1)_Y$ et \vec{W}_μ pour le groupe $SU(2)_L$ (la notation vectorielle indiquant qu'il y a trois champs).

La dérivée covariante s'exprime alors par :

$$D_\mu = \partial_\mu + ig \frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{W}_\mu}{2} + ig' \frac{Y}{2} B_\mu \quad (1.10)$$

où $\vec{\sigma}$ symbolise les trois matrices de Pauli.

Afin de pouvoir donner une masse aux bosons de jauge, il faut introduire un mécanisme de brisure spontanée de la symétrie de jauge locale, appelé mécanisme de Higgs.

Notons Φ un doublet de champs scalaires complexes, d'isospin 1/2 et d'hypercharge faible égale à 1 :

$$\Phi = \begin{pmatrix} \varphi^+ \\ \varphi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \varphi_1 + i\varphi_2 \\ \varphi_3 + i\varphi_4 \end{pmatrix} \quad (1.11)$$

On introduit dans le Lagrangien un potentiel d'interaction de la forme :

$$V(\Phi^+\Phi) = -\mu^2\Phi^+\Phi + \lambda(\Phi^+\Phi)^2 \quad (1.12)$$

puis on pose $v^2 = \frac{\mu^2}{\lambda}$ et, parmi les valeurs de Φ qui minimisent $V(\Phi^+\Phi)$, on choisit :

$$\langle \Phi \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (1.13)$$

Développons alors Φ autour du vide en posant $\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H \end{pmatrix}$.

Le Lagrangien $\mathcal{L} = (D_\mu\Phi)^\dagger(D^\mu\Phi) - V(\Phi^+\Phi)$ s'écrit alors :

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \frac{1}{2}(\partial_\mu H)^2 - \lambda v^2 H^2 \\ &+ \frac{g^2 v^2}{8}(W_\mu^1 W^{1\mu} + W_\mu^2 W^{2\mu}) + \frac{v^2}{8}(gW_\mu^3 - g'B_\mu)(gW^{3\mu} - g'B^\mu) \\ &+ \text{termes d'ordre supérieur} \\ &+ \text{termes d'énergie cinétique pour } \vec{W}_\mu \text{ et } B_\mu \end{aligned} \quad (1.14)$$

La première ligne de ce Lagrangien indique que le boson de Higgs associé au champ scalaire H est massif et que $m_H = \sqrt{2\lambda v^2}$. Mais, puisque la valeur de λ peut être choisie arbitrairement, m_H n'est pas prédite par la théorie.

La seconde ligne du Lagrangien concerne les divers champs de jauge. Si on veut faire apparaître les termes de masse associés aux bosons, il faut se placer dans la base de leurs états physiques :

- pour le secteur chargé, on pose $W_\mu^\pm = \frac{W_\mu^1 \mp iW_\mu^2}{\sqrt{2}}$.
 - pour le secteur neutre, on définit l'angle de mélange électrofaible par $\tan\theta_W = \frac{g'}{g}$
- puis on pose $\begin{cases} Z_\mu = W_\mu^3 \cos\theta_W - B_\mu \sin\theta_W \\ A_\mu = W_\mu^3 \sin\theta_W + B_\mu \cos\theta_W \end{cases}$.

Pour les bosons chargés, on obtient alors la relation suivante :

$$m_W = \frac{1}{2}gv \quad (1.15)$$

Le boson Z , quant à lui, acquiert une masse qui vérifie :

$$m_Z = \frac{v}{2}(g^2 + g'^2)^{\frac{1}{2}} = \frac{m_W}{\cos\theta_W} \quad (1.16)$$

Quant au photon, associé au champ de jauge A^μ , il est décrit sans masse.

La brisure spontanée de la symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ permet donc de rendre compte des masses des bosons de jauge de l'interaction électrofaible (avec $\sin^2\theta_W = 0.232$, les prédictions théoriques et les résultats expérimentaux sont en excellent accord sur de très nombreux points). Elle explique également comment les fermions acquièrent une masse par couplage de Yukawa au doublet de champs scalaires Φ . Le Lagrangien associé est de la forme :

$$\mathcal{L}_Y = g_f \left((\bar{f}_L \Phi) f_R + \bar{f}_R (\Phi^\dagger f_L) \right) \quad (1.17)$$

Développons Φ autour du vide et posons $m_f = \frac{g_f v}{\sqrt{2}}$. On obtient alors :

$$\mathcal{L}_Y = m_f \bar{f} f + \frac{m_f}{v} \bar{f} f H \quad (1.18)$$

Le premier terme est celui qui donne une masse au fermion f . Quant au second terme, il représente l'interaction entre le fermion et le boson de Higgs H .

Dans le cadre du Modèle Standard, seuls le neutrino gauche et l'antineutrino droit existent. En l'absence de la composante ν_R il devient impossible d'écrire un terme de masse de la forme $m_\nu(\bar{\nu}_L \nu_R + \text{h.c.})$. Par conséquent, la brisure spontanée de la symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ ne permet pas aux neutrinos d'acquérir une masse, alors que ce sont des particules de matière.

Soulignons ici que l'absence de masse pour les neutrinos est la conséquence d'un certain nombre de postulats qui permettent de simplifier la théorie. En particulier, la violation de la parité dans les interactions faibles chargées n'est nullement expliquée : elle est introduite "à la main" en utilisant des singulets d'isospin pour décrire les fermions droits. Pour cette raison et pour d'autres, le Modèle Standard est aujourd'hui considéré comme une approximation à basse énergie d'une théorie plus fondamentale qui serait étendue au-delà du groupe de jauge $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$.

1.4 La physique des neutrinos : une mise à l'épreuve pour le Modèle Standard

Postulé par Pauli en 1930 et découvert par Reines et Cowan en 1956, le neutrino intrigue et fascine les physiciens depuis des décennies. En effet, de nombreuses questions le concernant n'ont pas encore trouvé de réponse définitive. Par exemple, est-ce que les neutrinos ont une masse et, si oui, pourquoi est-elle si faible ? Depuis une trentaine d'années, un certain nombre d'expériences tendent à indiquer que les neutrinos peuvent osciller, c'est-à-dire spontanément changer de saveur entre l'endroit où ils sont produits et celui où ils sont détectés. N'étant possible que si les neutrinos sont des particules massives, un tel phénomène remet en cause certaines prédictions du Modèle Standard et suggère donc l'existence d'une nouvelle physique.

1.4.1 Les oscillations de neutrinos

Toute particule de matière peut être décrite de deux façons différentes selon qu'on s'intéresse à ses états propres de masse ou bien à ses états propres d'interaction faible. Du fait du mécanisme de génération de la masse, il n'y a aucune raison que ceux-ci soient identiques. Mais, dans le Modèle Standard, ceci n'est vrai que pour les quarks : dans le secteur leptonique, les états propres de masse et d'interaction faible sont parfaitement identiques. Ceci vient du fait que les trois neutrinos sont supposés avoir une même masse, strictement égale à zéro. Notons cependant que, si les neutrinos pouvaient participer au mécanisme de Higgs, alors chacun de leurs états propres de masse ν_1 , ν_2 et ν_3 pourrait être décrit comme une superposition des trois états propres d'interaction faible ν_e , ν_μ et ν_τ (ou vice-versa). Il deviendrait alors possible aux neutrinos d'osciller d'une saveur à l'autre.

Notons U la matrice unitaire permettant de rendre compte du mélange entre les trois états de masse ν_1 , ν_2 et ν_3 . Celle-ci est définie par la relation suivante :

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (1.19)$$

Les équations de la mécanique quantique indiquent alors qu'un neutrino produit sous la forme ν_α a une certaine probabilité d'être détecté sous la forme ν_β . Celle-ci dépend de la distance L parcourue par le neutrino entre la source et le détecteur :

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = 4 \sum_{j>i} U_{\alpha i} U_{\beta i} U_{\alpha j}^* U_{\beta j}^* \sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m_{ij}^2 L}{E_\nu} \right) \quad (1.20)$$

Dans l'équation précédente, $\Delta m_{ij}^2 = |m_{\nu_i}^2 - m_{\nu_j}^2|$ et E_ν sont respectivement données en eV^2/c^4 et en GeV, si L est exprimée en km.

Notons que, dans la plupart des expériences d'oscillations de neutrinos, les données sont analysées en supposant que seulement deux générations se mélangent. Ceci permet de réduire le nombre de paramètres à prendre en compte. En effet, pour une valeur de L/E_ν donnée, la probabilité qu'un neutrino ν_α oscille en un neutrino ν_β ne dépend plus que de l'angle de mélange θ_{12} et de la différence de masses carrées Δm_{12}^2 :

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m_{12}^2 L}{E_\nu} \right) \quad (1.21)$$

Pour réaliser une expérience d'oscillations, les physiciens disposent aujourd'hui de plusieurs sources de neutrinos : les accélérateurs de particules, les réacteurs nucléaires, le Soleil et les rayons cosmiques qui interagissent dans les hautes couches de l'atmosphère. Chacune de ces sources fournit un flux, un spectre en énergie et un type de neutrinos qui lui sont propres.

Depuis la fin des années 1960, toutes les expériences qui mesurent le flux des neutrinos solaires mettent en évidence un déficit important par rapport aux prédictions théoriques. Bien qu'ayant une amplitude très faible dans le vide, les oscillations de neutrinos semblent être l'explication la plus plausible de ce résultat, grâce à l'effet MSW [9] : du fait de leurs interactions avec les électrons présents dans la matière solaire, les neutrinos ν_e peuvent voir leur probabilité d'osciller accrue de façon résonante pendant leur trajet entre le coeur de l'étoile et ses couches externes. Deux régions du plan $(\sin^2 2\theta; \Delta m^2)$ permettent de rendre compte des résultats expérimentaux. Celle qui semble aujourd'hui la plus favorable correspond à $\sin^2 2\theta \simeq 3 \times 10^{-3}$ et $\Delta m^2 \simeq 10^{-5} \text{ eV}^2/\text{c}^4$ [10].

En interagissant avec les noyaux présents dans les hautes couches de l'atmosphère, les rayons cosmiques génèrent un grand nombre de pions chargés qui, en se désintégrant, produisent des neutrinos ou des antineutrinos de types ν_μ et ν_e . Mais la valeur expérimentale du rapport entre les flux $\phi(\nu_\mu)$ et $\phi(\nu_e)$ demeure inférieure aux prédictions théoriques. De plus, en 1998, la collaboration Super-Kamiokande a clairement montré que cette anomalie dépendait non seulement de la saveur considérée, mais aussi de l'angle azimuthal (qui est en fait une mesure de la distance parcourue par les neutrinos avant d'atteindre le détecteur). En effet, ce sont essentiellement les neutrinos de type ν_μ provenant du bas (et ayant donc parcouru environ 13000 km) qui manquent à l'appel. L'explication la plus vraisemblable de ce résultat est une oscillation $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ avec $\sin^2 2\theta > 0.82$ et avec une valeur de Δm^2 comprise entre 5×10^{-4} et $6 \times 10^{-3} \text{ eV}^2/\text{c}^4$ [11].

Dans les expériences que nous venons de décrire, c'est la disparition de certains neutrinos qui permet d'observer des oscillations. Mais celles-ci peuvent aussi être mises en évidence si des neutrinos d'une certaine saveur apparaissent dans un faisceau où ils ne devraient pas être présents. C'est sur ce principe que plusieurs collaborations ont réalisé leurs expériences. L'une d'entre elles (LSND) prétend avoir observé des oscillations de type $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$ [12]. Mais ses résultats sont quelque peu controversés. En effet, ils ne sont pas confirmés par l'expérience KARMEN, pourtant sensible à la même région du plan ($\sin^2 2\theta; \Delta m^2$) [13]. De plus, les valeurs de Δm^2 autorisées par LSND ne sont aisément compatibles avec les résultats obtenus à l'aide des neutrinos solaires et atmosphériques qu'à condition d'introduire une quatrième saveur de neutrinos qui serait stérile vis-à-vis des interactions faibles.

Dans les années à venir, plusieurs expériences vont tenter, d'une part, de confirmer (ou d'infirmer) les oscillations de neutrinos mises en évidence à ce jour et, d'autre part, de mesurer un peu plus précisément les angles de mélange et les différences de masses carrées entre les neutrinos. En tout état de cause, il semble aujourd'hui de plus en plus improbable que le neutrino soit une particule sans masse. Ceci remet en question la façon dont il est décrit dans le Modèle Standard. Par ailleurs, ceci soulève d'autres interrogations, en particulier sur la nature du neutrino.

1.4.2 Le neutrino : une particule de Dirac ou de Majorana ?

Dans la théorie de Dirac, tout fermion chargé libre est décrit par un spineur à quatre composantes solution de $(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)f = 0$. Il pourrait très bien en être de même pour le neutrino. Il suffit alors d'introduire deux nouvelles composantes (le neutrino droit ν_R et l'antineutrino gauche ν_L^c) dans le Modèle Standard pour pouvoir construire un couplage de Yukawa ayant un Lagrangien de la forme :

$$\mathcal{L}_D = m_\nu^D (\bar{\nu}_L \nu_R + \text{h.c.}) \quad (1.22)$$

En interagissant avec le champ de Higgs, le neutrino de Dirac change de chiralité (ν_L devient ν_R) mais il conserve le même nombre leptonique (un neutrino reste un neutrino et un antineutrino reste un antineutrino).

Toutefois, soulignons que, contrairement aux autres fermions, le neutrino ne porte pas de charge électrique. Alors, si on accepte la non-conservation du nombre leptonique, il devient également possible de fabriquer un Lagrangien de la forme :

$$\mathcal{L}_M = m_\nu^M (\bar{\nu}_L \nu_R^c + \text{h.c.}) \quad (1.23)$$

Dans ce cas, le couplage de Yukawa transforme un neutrino en un antineutrino : il n'y a donc plus lieu de faire la distinction entre ces deux états. C'est pourquoi Majorana a

proposé de définir un neutrino qui serait son propre conjugué de charge et qui serait décrit par un spineur à deux composantes seulement [14]. Introduisons la matrice de conjugaison de charge C définie par $C\gamma_\mu C^{-1} = -\gamma_\mu^T$. Avec cette convention, le partenaire CP d'un champ fermionique ψ quelconque est défini par :

$$\psi_{L,R}^c = C\bar{\psi}_{R,L}^T \quad (1.24)$$

Pour être de Majorana, un neutrino doit simplement satisfaire la condition suivante :

$$\nu_M^c = \eta_c \nu_M \text{ avec } \eta_c^2 = 1 \quad (1.25)$$

Choisir une telle option ne requiert pas l'ajout des composantes ν_R et ν_L^c pour donner de la masse aux neutrinos. Mais il n'est pas pour autant possible d'expliquer pourquoi ils sont si légers. Si on admet que les neutrinos ont une masse, seul le mécanisme dit du See-Saw [15] permet actuellement d'expliquer pourquoi celle-ci est si petite.

1.4.3 Le mécanisme du See-Saw

Introduisons deux spineurs de Majorana, ν et N , auxquels on associe un Lagrangien de la forme :

$$\mathcal{L}_{\nu N} = \frac{1}{2} \left(\bar{\nu} (i\gamma_\mu \partial^\mu) \nu + \bar{N} (i\gamma_\mu \partial^\mu) N \right) - \frac{1}{2} (\bar{\nu} \quad \bar{N}^c) \begin{pmatrix} 0 & m_D \\ m_D & M \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu^c \\ N \end{pmatrix} + \text{h.c} \quad (1.26)$$

Intéressons-nous plus particulièrement au terme de masse et posons :

$$\begin{aligned} - \tan 2\theta &= \frac{2m_D}{M}. \\ - m_{1,2} &= \frac{1}{2} \left(\sqrt{M^2 + 4m_D^2} \mp M \right). \end{aligned}$$

Les états propres de la matrice de masse s'écrivent alors :

$$\begin{aligned} n_1 &= \cos\theta(\nu - \nu^c) + \sin\theta(N - N^c) = -n_1^c \\ n_2 &= \sin\theta(\nu + \nu^c) + \cos\theta(N + N^c) = n_2^c \end{aligned} \quad (1.27)$$

Ce sont deux particules de Majorana, de masses m_1 et m_2 . Dans le cas d'un mélange faible (c'est-à-dire $M \gg m_D$), on a :

$$m_1 \simeq \frac{m_D^2}{M}, \quad m_2 \simeq M \quad (1.28)$$

Si l'un des neutrinos de Majorana est très lourd, l'autre, en revanche, acquiert une masse qui est très faible. Le champ N n'est pas introduit dans le Modèle Standard mais il apparaît assez naturellement dans d'autres théories de jauge et en particulier celle du groupe $SU(2)_L \otimes SU(2)_R \otimes U(1)_{B-L}$.

1.5 Le Modèle Symétrique

Dans les années 1970, une nouvelle théorie [16], étendue au-delà du groupe de jauge du Modèle Standard, fut proposée. Dans ce modèle, tous les fermions, qu'ils soient droits ou gauches, participent aux interactions faibles. La violation de la symétrie de parité n'est alors plus introduite comme un simple postulat mais résulte d'une suppression "naturelle" des courants droits.

1.5.1 Bases théoriques

Le groupe de jauge que nous considérons à présent est $SU(2)_L \otimes SU(2)_R \otimes U(1)_{B-L}$. Les quarks et les leptons s'y transforment comme des doublets gauches et droits d'isospin. Aux groupes de jauge $SU(2)_L$, $SU(2)_R$ et $U(1)_{B-L}$ on fait respectivement correspondre les générateurs \vec{I}_L , \vec{I}_R et $B - L$. La charge électrique est alors définie par :

$$Q = I_{3L} + I_{3R} + \frac{B - L}{2} \quad (1.29)$$

Les nombres quantiques des fermions de la première génération sont résumés dans le tableau 1.5.

Leptons								Quarks							
	I_L	I_{3L}	I_R	I_{3R}	B	L	Q		I_L	I_{3L}	I_R	I_{3R}	B	L	Q
ν_{eL}	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0	0	0	1	0	u_L	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0	0	$\frac{1}{3}$	0	$\frac{2}{3}$
e_L^-	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	0	0	0	1	-1	d_L	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	0	0	$\frac{1}{3}$	0	$-\frac{1}{3}$
ν_{eR}	0	0	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0	1	0	u_R	0	0	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$	0	$\frac{2}{3}$
e_R^-	0	0	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	0	1	-1	d_R	0	0	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$	0	$-\frac{1}{3}$

TAB. 1.5: Nombres quantiques des fermions de la première famille, dans le cadre du Modèle Symétrique.

Notons respectivement g_L , g_R et g' les constantes de couplages associées à $SU(2)_L$, $SU(2)_R$ et $U(1)_{B-L}$ puis, pour symétriser le Lagrangien, supposons que $g_L = g_R = g$. Si on associe respectivement les champs de jauge $\vec{W}_{L,R}^\mu$ et B^μ à $SU(2)_{L,R}$ et $U(1)_{B-L}$, alors la dérivée covariante est définie par :

$$D^\mu = \partial^\mu + ig\vec{I}_{L,R} \cdot \vec{W}_{L,R}^\mu + ig'\frac{B-L}{2}B^\mu \quad (1.30)$$

Pour briser spontanément la symétrie $SU(2)_L \otimes SU(2)_R \otimes U(1)_{B-L}$ et donner de la masse aux fermions, on introduit les champs suivants :

- un multiplet de Higgs $\phi(\frac{1}{2}; \frac{1}{2}; 0)$.
- deux triplets de Higgs $\Delta_R(0; 1; 2)$ et $\Delta_L(1; 0; 2)$. Les nombres quantiques de ces deux champs sont directement liés à la nature des neutrinos introduits dans le modèle. Ici, on a choisi des neutrinos de Majorana et on va utiliser le mécanisme du See-Saw pour leur donner de la masse.

Les valeurs moyennes dans le vide de ϕ , Δ_L et Δ_R sont de la forme :

$$\langle \phi \rangle = \begin{pmatrix} k & 0 \\ 0 & k' \end{pmatrix}, \quad \langle \Delta_L \rangle = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ v_L & 0 \end{pmatrix}, \quad \langle \Delta_R \rangle = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ v_R & 0 \end{pmatrix} \quad (1.31)$$

Notons $V(v_L, v_R, k, k')$ le potentiel introduit par ces champs dans le Lagrangien. Sa minimisation par rapport aux variables v_L et v_R s'écrit :

$$\frac{\partial V}{\partial v_L} = \frac{\partial V}{\partial v_R} = 0 \quad (1.32)$$

Si on travaille dans l'approximation $k \gg k'$ (justifiée plus loin), on montre que cette condition conduit à :

$$(v_L v_R - \gamma k^2)(v_L^2 - v_R^2) = 0 \quad (1.33)$$

On choisit alors la solution :

$$v_L = \gamma \frac{k^2}{v_R} \quad (1.34)$$

Ceci revient à supposer que v_L est proche de zéro, tandis que $v_R \gg k$. Le mécanisme de Higgs complet est alors le suivant :

$$SU(2)_L \otimes SU(2)_R \otimes U(1)_{B-L} \rightarrow \langle \Delta_L \rangle \simeq 0 \rightarrow SU(2)_L \otimes U(1)_Y \rightarrow \langle \phi \rangle \rightarrow U(1)_Q \\ \langle \Delta_R \rangle \neq 0$$

La première étape de ce mécanisme brise non seulement la symétrie $SU(2)_R \otimes U(1)_{B-L}$ mais aussi la symétrie de parité du fait de la différence significative des valeurs moyennes dans le vide pour Δ_L et Δ_R . La violation de la parité n'est donc qu'une conséquence de l'asymétrie du mécanisme de Higgs et on va voir qu'elle se manifeste par une différence de masse importante entre les bosons de jauge.

1.5.2 Les bosons de jauge du Modèle Symétrique

a) Les bosons de jauge chargés

Après la brisure spontanée de la symétrie $SU(2)_L \otimes SU(2)_R \otimes U(1)_{B-L}$, le terme de masse associé aux bosons de jauge chargés s'écrit $\mathcal{L}_W^m = (M_W^2)_{ab} W_a^{+\mu} W_{\mu b}^-$. Dans cette expression, la matrice de masse (M_W^2) vaut :

$$\begin{pmatrix} W_L & \\ & W_R \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{g^2(k^2 + k'^2 + 2v_L^2)}{2} & g^2 k k' \\ g^2 k k' & \frac{g^2(k^2 + k'^2 + 2v_R^2)}{2} \end{pmatrix} \quad (1.35)$$

En posant $\tan 2\xi_W = \frac{2kk'}{v_R^2 - v_L^2}$, ses états propres s'écrivent :

$$\begin{cases} W_1 = W_L \cos \xi_W + W_R \sin \xi_W \\ W_2 = -W_L \sin \xi_W + W_R \cos \xi_W \end{cases} \quad (1.36)$$

Supposons maintenant que $k \gg k'$. Puisque $v_R \gg k$ et $v_L \simeq 0$, l'angle de mélange ξ_W est très proche de zéro. Par conséquent, W_1 et W_2 se réduisent à W_L et W_R avec :

$$m_{W_L}^2 = \frac{1}{2} g^2 k^2, \quad m_{W_R}^2 = g^2 v_R^2 \quad (1.37)$$

Puisque $m_{W_R} \gg m_{W_L}$, la contribution des courants droits à basse énergie est rendue négligeable par la faiblesse de leur propagateur. Autrement dit, à moins de se placer à très haute énergie, seuls les courants gauches interviennent. Il n'en reste pas moins que le Lagrangien invariant sous le groupe de jauge $SU(2)_L \otimes SU(2)_R \otimes U(1)_{B-L}$ est parfaitement symétrique.

b) Les bosons de jauge neutres

Afin d'obtenir le terme de masse associé aux bosons de jauge neutres, revenons un peu plus en détails sur le mécanisme de Higgs utilisé. La première étape brise la symétrie $SU(2)_L \otimes SU(2)_R \otimes U(1)_{B-L}$ et génère une symétrie de type $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ analogue

à celle du Modèle Standard. Le générateur et la constante de couplage associés à $U(1)_Y$ sont respectivement notés Y et g'' . Ils vérifient les relations suivantes :

$$\begin{aligned} -\frac{Y}{2} &= I_{3R} + \frac{B-L}{2}. \\ -\frac{1}{g'^2} &= \frac{1}{g^2} + \frac{1}{g'^2}. \end{aligned}$$

On effectue alors le changement de base suivant :

$$\frac{1}{g''} \begin{pmatrix} Z'^\mu \\ X^\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{g'} & -\frac{1}{g} \\ \frac{1}{g} & \frac{1}{g'} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_{3R}^\mu \\ B^\mu \end{pmatrix} \quad (1.38)$$

Ceci ne permet pas au champ X^μ d'acquérir une masse.

En revanche, il introduit un terme $\frac{1}{2}m_{Z'}^2 Z'^\mu Z'_\mu$ dans le Lagrangien et on a :

$$m_{Z'}^2 = 2(g^2 + g'^2)v_R^2 \quad (1.39)$$

Si on pose $\tan\theta_W = \frac{g''}{g} = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}}$, les équations (1.37) et (1.39) conduisent à :

$$m_{Z'}^2 = 2 \frac{\cos^2\theta_W}{\cos 2\theta_W} m_{W_R}^2 \quad (1.40)$$

Soulignons qu'il est possible d'obtenir une relation plus générale entre les masses des bosons W_R et Z' . Notons respectivement I_{iR} et I_{i3R} l'isospin droit et sa projection sur l'axe 3 pour le champ de Higgs H_i et introduisons le facteur ρ_R défini par [17] :

$$\rho_R = \frac{\sum_i (I_{iR}^2 + I_{iR} - I_{i3R}^2) \cdot |\langle H_i \rangle|^2}{\sum_i 2I_{i3R}^2 \cdot |\langle H_i \rangle|^2} \quad (1.41)$$

Alors, on a :

$$\frac{m_{Z'}}{m_{W_R}} = \sqrt{\frac{1}{\rho_R} \times \frac{\cos^2\theta_W}{\cos 2\theta_W}} \quad (1.42)$$

Le fait qu'on traite les neutrinos comme des particules de Majorana impose la présence des triplets d'isospin Δ_R et Δ_L dans le secteur de Higgs et, par conséquent, conduit à une valeur de ρ_R égale à 1/2. Mais, si on choisissait de travailler avec des neutrinos de Dirac, il faudrait considérer un secteur de Higgs plus simple, constitué uniquement de doublets d'isospin et, dans ce cas, ρ_R vaudrait 1.

La seconde étape du mécanisme de Higgs est l'analogie de la brisure de symétrie qui intervient dans le Modèle Standard.

Ainsi, en posant $\begin{cases} Z^\mu = W_{3L}^\mu \cos\theta_W - X^\mu \sin\theta_W \\ A^\mu = W_{3L}^\mu \sin\theta_W + X^\mu \cos\theta_W \end{cases}$, on retrouve les résultats suivants :

– le photon, associé à A^μ , n'a pas de masse.

– $m_Z = \frac{m_{W_L}}{\cos\theta_W}$.

c) Le couplage des fermions aux bosons du Modèle Symétrique

L'un des principaux attraits de la théorie que nous traitons ici est qu'elle suppose un Lagrangien qui conserve la parité. Ainsi, que les fermions en interaction soient gauches ou droits, le courant faible chargé est de la forme :

$$J_\mu^{W_{L,R}^+} = \frac{g}{\sqrt{2}} \left[(\bar{\nu}_e \ \bar{\nu}_\mu \ \bar{\nu}_\tau) \gamma_\mu \left(\frac{1 \mp \gamma_5}{2} \right) \begin{pmatrix} e \\ \mu \\ \tau \end{pmatrix} + (\bar{u} \ \bar{c} \ \bar{t}) \gamma_\mu \left(\frac{1 \mp \gamma_5}{2} \right) V_{L,R} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \right] \quad (1.43)$$

Dans cette équation, V_L et V_R sont les matrices de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa, qui permettent de rendre compte du mélange des quarks gauches et droits respectivement. Pour symétriser complètement le Lagrangien de la théorie, on suppose que $V_L = V_R$.

En ce qui concerne les bosons neutres, on a les résultats suivants :

– le courant associé au Z est le même que dans le Modèle Standard et vaut :

$$J_\mu^Z = \frac{g}{\cos\theta_W} \bar{f} \gamma_\mu \left(I_{3L} \left(\frac{1 - \gamma_5}{2} \right) - Q \sin^2\theta_W \right) f \quad (1.44)$$

– le courant associé au Z' , quant à lui, s'écrit :

$$J_\mu^{Z'} = \frac{g}{\cos\theta_W \sqrt{\cos 2\theta_W}} (\sin^2\theta_W K_\mu^L + \cos^2\theta_W K_\mu^R) \quad (1.45)$$

$$\text{avec } K_\mu^L = \bar{f} \gamma_\mu \left(I_{3L} \frac{1 - \gamma_5}{2} - Q \right) f \text{ et } K_\mu^R = \bar{f} \gamma_\mu \left(I_{3R} \frac{1 + \gamma_5}{2} \right) f.$$

La théorie de jauge du groupe $SU(2)_L \otimes SU(2)_R \otimes U(1)_{B-L}$ est donc très attirante pour diverses raisons : comme nous venons de le voir, elle suppose un Lagrangien parfaitement symétrique (c'est le mécanisme de Higgs qui génère des bosons de masses différentes). De plus, elle ne modifie aucunement les résultats du Modèle Standard à basse énergie. Enfin, comme tous les fermions se répartissent dans des doublets, les neutrinos droits sont introduits de façon très naturelle et ils peuvent ainsi acquérir une masse.

1.5.3 Les neutrinos dans le Modèle Symétrique

Dans ce paragraphe, nous allons voir comment les fermions acquièrent de la masse dans le cadre du Modèle Symétrique. Pour chaque génération de fermions, introduisons deux neutrinos de Majorana, ν_l et N_l , puis posons :

$$\Psi_L = \begin{pmatrix} \nu_l \\ l_L \end{pmatrix} \text{ et } \Psi_R = \begin{pmatrix} N_l \\ l_R \end{pmatrix}$$

Dans la première étape du mécanisme de Higgs, seuls ν_l et N_l peuvent se coupler aux triplets Δ_L et Δ_R . En revanche, dans la seconde étape, tous les fermions, qu'ils soient chargés ou non, se couplent à ϕ et $\tilde{\phi} = \sigma_2 \phi^* \sigma_2$ pour acquérir de la masse. Pour les leptons, le Lagrangien de Yukawa le plus général s'écrit [14] :

$$\mathcal{L}_Y = h_{1l} \bar{\Psi}_L \phi \Psi_R + h_{2l} \bar{\Psi}_L \tilde{\phi} \Psi_R + i H_l (\Psi_L^T C \sigma_2 \Delta_L \Psi_L + \Psi_R^T C \sigma_2 \Delta_R \Psi_R) + \text{h.c} \quad (1.46)$$

Le lepton chargé acquiert donc une masse de type Dirac qui vaut $m_l = h_{1l} k' + h_{2l} k$. Pour les neutrinos, on obtient une matrice de masse analogue à celle de l'équation (1.26), mais avec :

$$- m_D = h_{1l} k + h_{2l} k'.$$

$$- M = 2 H_l v_R.$$

Le mécanisme du See-Saw conduit alors à une relation fondamentale entre les masses des deux neutrinos de Majorana :

$$m_{\nu_l} \times m_{N_l} = m_{D_l}^2 \quad (1.47)$$

Si ν_l et N_l ne se couplaient qu'aux champs ϕ et $\tilde{\phi}$, ils auraient tous les deux la même masse m_{D_l} et celle-ci serait vraisemblablement du même ordre de grandeur que m_l . C'est donc la manière avec laquelle la symétrie $SU(2)_L \otimes SU(2)_R \otimes U(1)_{B-L}$ est brisée qui impose deux masses différentes pour ν_l et N_l . Comme m_{N_l} et m_{W_R} sont toutes les deux proportionnelles à v_R , on s'attend à avoir un neutrino droit N_l très lourd et un neutrino gauche ν_l avec une masse très faible, mais non nulle.

Soulignons enfin que, si on néglige les auto-couplages de Δ_R et Δ_L dans le potentiel de Higgs associés à ces champs, alors la stabilité du vide impose une condition supplémentaire aux masses des neutrinos droits de Majorana et du boson W_R , à savoir [18] :

$$(\sum_l m_{N_l}^4)^{\frac{1}{4}} \leq 0.95 m_{W_R} \quad (1.48)$$

1.6 Les limites expérimentales du Modèle Symétrique

L'observabilité des bosons de jauge du Modèle Symétrique et des neutrinos droits de Majorana est directement liée aux valeurs prises par leurs masses. Un certain nombre de résultats expérimentaux permettent d'en déduire les limites inférieures.

1.6.1 Cas du boson de jauge chargé W_R^\pm

À basse énergie, l'un des résultats les plus contraignants pour le boson W_R est la mesure de la différence de masse entre les mésons K_L et K_S [19]. En effet, si on travaille avec un Lagrangien complètement symétrique, elle impose à m_{W_R} d'être supérieure à $1.6 \text{ TeV}/c^2$. De plus, comme Δm_K est une quantité purement hadronique, ce résultat ne dépend pas du modèle choisi pour les neutrinos. Notons toutefois que, si on choisit les matrices V_R et V_L indépendamment l'une de l'autre, il est possible d'abaisser la limite inférieure de m_{W_R} jusqu'à environ $300 \text{ GeV}/c^2$ [20].

Contrairement aux neutrinos de Dirac, les neutrinos de Majorana peuvent intervenir dans les doubles désintégrations β sans neutrino, processus qui violent la conservation du nombre leptonique de deux unités :

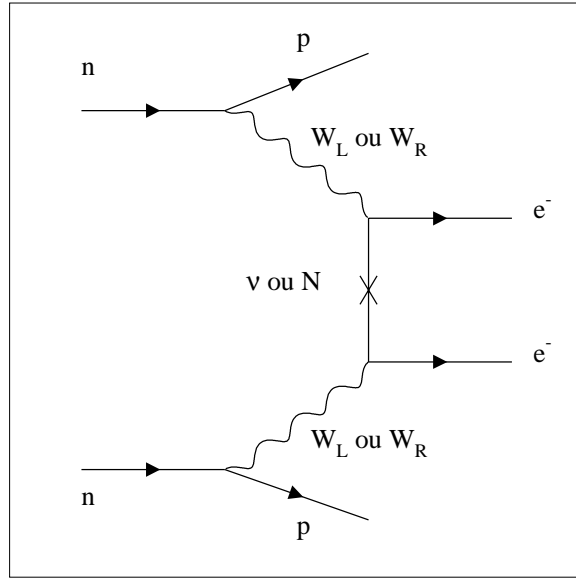


FIG. 1.1: Diagramme de Feynmann d'une double désintégration β sans neutrino.

La limite inférieure obtenue pour la période associée à la réaction $^{76}\text{Ge} \rightarrow ^{76}\text{Se} e^- e^-$ vaut 6.4×10^{24} années [21]. Si on note respectivement m_ν et m_N les masses effectives des neutrinos gauches et droits, ce résultat conduit à [22] :

$$m_\nu \leq 0.7 \text{ eV}/c^2 \text{ et } m_{W_R} \geq 1.1 \text{ TeV}/c^2 \times \left(\frac{m_N}{1 \text{ TeV}/c^2} \right)^{-\frac{1}{4}}$$

Même si elle est restée infructueuse jusqu'à ce jour, la quête directe du boson W_R dans les collisionneurs hadroniques a tout de même permis d'imposer un certain nombre de contraintes sur la valeur de m_{W_R} :

- les canaux dominants sont ceux du type $W_R \rightarrow q_1 \bar{q}_2$. En les étudiant, l'expérience UA2 a permis d'exclure les valeurs de m_{W_R} comprises entre 100 et 251 GeV/c² [23]. Quant aux collaborations du Fermilab, elles excluent l'existence du boson W_R dans les domaines de masses suivants : de 300 à 420 GeV/c² pour CDF [24] et de 340 à 680 GeV/c² pour DØ [25].
- dans le canal $W_R \rightarrow e N_e$, la collaboration DØ exclut l'existence du boson W_R et du neutrino droit N_e dans les domaines de masses suivants : $m_{W_R} > 650 \text{ GeV}/c^2$ et $m_{N_e} > 400 \text{ GeV}/c^2$ [26].

1.6.2 Cas du boson de jauge neutre Z'

À basse énergie, un certain nombre d'expériences, telles que l'étude de la violation de la parité au niveau atomique ou la diffusion d'électrons polarisés sur des nucléons, ont permis d'imposer une limite inférieure égale à 389 GeV/c² pour la masse du boson Z' [27].

L'étude des canaux $Z' \rightarrow e^+ e^-$ et $Z' \rightarrow \mu^+ \mu^-$ auprès des collisionneurs hadroniques, quant à elle, a permis d'exclure la possibilité que le boson Z' existe avec une masse inférieure à 630 GeV/c² [28].

1.7 Les extensions théoriques du Modèle Symétrique

1.7.1 Modèle Symétrique et Théories de Grande Unification

Quand on veut inclure le Modèle Symétrique dans les Théories de Grande Unification (GUT), une difficulté majeure apparaît. En effet, si le Lagrangien conserve la parité, alors les prédictions sur la valeur de $\sin^2 \theta_W$ ne sont compatibles avec l'expérience que si la symétrie $SU(2)_R \otimes U(1)_{B-L}$ est brisée à une énergie voisine de 10^{10} GeV [29].

Il est possible de remédier à ce problème en découplant la brisure de la symétrie de parité P de la brisure de la symétrie $SU(2)_R \otimes U(1)_{B-L}$. Le mécanisme de Higgs correspondant est le suivant [30] :

$$\begin{array}{c}
SU(2)_L \otimes SU(2)_R \otimes U(1)_{B-L} \otimes P \\
\downarrow \\
m_P \\
\downarrow \\
SU(2)_L \otimes SU(2)_R \otimes U(1)_{B-L} \\
\downarrow \\
m_{W_R} \\
\downarrow \\
SU(2)_L \otimes U(1)_Y \\
\downarrow \\
\vdots
\end{array}$$

Lors de la première étape, seule la symétrie de parité est brisée. Aucun boson de jauge massif n'est produit à ce stade et, pour des énergies inférieures à $m_P c^2$, g_R et g_L peuvent évoluer différemment. La suite du mécanisme de Higgs est analogue à ce que nous avons étudié précédemment. Ainsi, il est tout à fait envisageable que la symétrie de parité soit brisée à très haute énergie et que la symétrie $SU(2)_R \otimes U(1)_{B-L}$ soit, quant à elle, brisée à une énergie voisine de quelques TeV.

Posons alors $g_L = g$ et $g_R = \kappa g_L$. Si le Lagrangien du Modèle Symétrique ne conserve pas la parité, les résultats obtenus au paragraphe 1.5 sont quelque peu modifiés.

Par exemple, l'équation (1.42) devient :

$$\frac{m_{Z'}}{m_{W_R}} = \sqrt{\frac{\kappa^2 \cot^2 \theta_W}{\kappa^2 \cot^2 \theta_W - 1}} \times \frac{1}{\rho_R} \quad (1.49)$$

Cette nouvelle relation indique que $\kappa > 0.55$: ainsi, même si les constantes de couplages des fermions gauches et droits sont différentes, il semble raisonnable de penser qu'elles restent néanmoins du même ordre de grandeur.

Les courants associés au W_L , au Z et au photon sont évidemment inchangés. En ce qui concerne W_R , on a maintenant :

$$J_\mu^{W_R^+} = \frac{\kappa g}{\sqrt{2}} \left[(\bar{\nu}_e \ \bar{\nu}_\mu \ \bar{\nu}_\tau) \gamma_\mu \left(\frac{1 + \gamma_5}{2} \right) \begin{pmatrix} e \\ \mu \\ \tau \end{pmatrix} + (\bar{u} \ \bar{c} \ \bar{t}) \gamma_\mu \left(\frac{1 + \gamma_5}{2} \right) V_R \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \right] \quad (1.50)$$

Dans l'équation précédente, rien n'impose à la matrice de mélange relative aux quarks droits d'être identique à celle relative aux quarks gauches. Toutefois, quelle que soit la forme choisie pour V_R , il faudra toujours penser à conserver son unitarité.

Si $g_R \neq g_L$, les couplages des fermions au boson Z' sont donnés par :

$$J_\mu^{Z'} = \frac{g}{\cos\theta_W \sqrt{\kappa^2 \cos^2\theta_W - \sin^2\theta_W}} (\sin^2\theta_W K_\mu^L + \kappa^2 \cos^2\theta_W K_\mu^R) \quad (1.51)$$

avec $K_\mu^L = \bar{f}\gamma_\mu(I_{3L}\frac{1-\gamma_5}{2} - Q)f$ et $K_\mu^R = \bar{f}\gamma_\mu(I_{3R}\frac{1+\gamma_5}{2})f$.

Le Lagrangien n'étant plus tout à fait symétrique, des paramètres supplémentaires sont introduits et le modèle perd certains de ses attraits. Néanmoins, il conserve ses atouts majeurs : en particulier, la suppression des courants droits à basse énergie est toujours le résultat de l'asymétrie du mécanisme de Higgs qui brise $SU(2)_L \otimes SU(2)_R \otimes U(1)_{B-L}$ en $U(1)_Q$, et non une conséquence de la différence qui peut exister entre g_R et g_L .

1.7.2 Supersymétrisation du Modèle Symétrique

Il existe actuellement une autre extension du Modèle Standard qui fait l'objet d'intenses recherches : la supersymétrie [31]. Après l'avoir brièvement décrite, nous montrerons qu'en combinant l'extension supersymétrique minimale du Modèle Standard avec la théorie de jauge de $SU(2)_L \otimes SU(2)_R \otimes U(1)_{B-L}$, il est possible de résoudre certains problèmes que chacun des modèles rencontre individuellement.

a) Le Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM)

Il existe un problème technique majeur dans le Modèle Standard : les corrections radiatives qui interviennent dans le calcul de m_H^2 sont divergentes. Pour les rendre stables, on introduit de nouveaux degrés de liberté, à une énergie voisine du TeV : les particules supersymétriques.

Dans le MSSM, chaque particule présente dans le Modèle Standard possède un partenaire supersymétrique (une s-particule) qui a les mêmes nombres quantiques qu'elle, exception faite du spin pour lequel une différence de 1/2 existe. Ainsi, chaque fermion f a un partenaire supersymétrique de spin zéro appelé sfermion et noté \tilde{f} . Quant aux bosons de jauge et de Higgs, leurs partenaires supersymétriques ont tous un spin demi-entier. Ils se mélangent de façon complexe pour former un octet de gluinos, des charginos et des neutralinos.

Pour distinguer les particules des s-particules, on introduit la notion de R -parité. On définit le nombre quantique R par :

$$R = (-1)^{3(B-L)+2S} \quad (1.52)$$

Dans cette équation, B , L et S représentent respectivement le nombre baryonique, le nombre leptonique et le spin. Ainsi, R vaut $+1$ pour les particules et -1 pour les s-particules. Si la R -parité est conservée, les implications phénoménologiques qui en découlent sont intéressantes. Par exemple, on ne peut créer que des paires de s-particules à partir d'un état initial ne contenant que des particules et une s-particule ne peut se désintégrer que vers une s-particule plus légère et des particules. De plus, la s-particule la plus légère est stable : le MSSM offre donc un candidat pour la matière noire.

Mais le MSSM introduit naturellement des termes invariants de jauge qui violent la R -parité. En leur présence, le MSSM ne peut plus fournir de candidat pour la masse manquante. Mais il y a plus grave : si la R -parité n'est pas conservée, rien n'interdit la violation de B et L . Cependant, les processus qui ne conservent pas B et L doivent rester marginaux (la mort d'un proton ou les désintégrations $\beta\beta_{0\nu}$ n'ont jamais été observées). Le remède le plus couramment employé pour éviter ce problème est simplement d'imposer la conservation de la R -parité, un peu comme on avait imposé la violation de la parité dans le Modèle Standard !

b) Le modèle supersymétrique du groupe de jauge $SU(2)_L \otimes SU(2)_R \otimes U(1)_{B-L}$

Si on étend le groupe de jauge du modèle supersymétrique à $SU(2)_L \otimes SU(2)_R \otimes U(1)_{B-L}$ et si on utilise le mécanisme du See-Saw pour donner de la masse aux neutrinos, alors les termes qui violent la conservation des nombres B et L disparaissent automatiquement et, par conséquent, la R -parité est naturellement conservée [32]. Ceci signifie qu'il est possible de la briser spontanément [33]. Un tel raisonnement peut sembler bizarre à première vue, dans la mesure où on vient de tout faire pour que la R -parité soit conservée. Mais, il convient de bien faire la différence entre une brisure spontanée et une violation explicite de la R -parité (comme c'est le cas dans le MSSM). En effet, la brisure spontanée de la R -parité implique deux choses :

- au dessus d'une certaine énergie, la R -parité redevient automatiquement conservée.
- les poids des termes qui violent le nombre baryonique et le nombre leptonique ne sont pas arbitraires, mais ils sont directement liés à l'énergie à laquelle la brisure spontanée de la R -parité intervient.

La R -parité peut être spontanément brisée quand la valeur moyenne dans le vide des sneutrinos $\tilde{\nu}^c$ ou $\tilde{\nu}$ est non-nulle [34]. Ceci autorise en effet l'introduction de termes qui violent la conservation du nombre leptonique (ceux-ci restent néanmoins très faibles). Quant au nombre baryonique, il est toujours conservé (ceci assure la stabilité du proton). De plus, on montre que si on a $\langle \tilde{\nu}^c \rangle = \langle \tilde{\nu} \rangle = 0$, alors l'état d'énergie minimale ne peut correspondre qu'aux deux configurations suivantes :

$$- \langle \Delta_R \rangle = 0 \quad (a).$$

$$- \langle \Delta_R \rangle \propto \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad (b).$$

Aucune d'elles n'est acceptable, car (a) remet en cause toutes les bases théoriques du Modèle Symétrique et (b) viole l'invariance de jauge électromagnétique. Ceci implique que, dans la version minimale du modèle supersymétrique de $SU(2)_L \otimes SU(2)_R \otimes U(1)_{B-L}$, la violation de la parité à basse énergie ne peut pas avoir lieu sans une brisure spontanée de la R -parité. De plus, celle-ci n'est possible que si [35] :

$$v_R \leq \frac{M_{SUSY}}{H} \quad (1.53)$$

Si l'inégalité précédente n'était pas respectée, le vide de la théorie violerait la conservation de la charge électrique. Ici, M_{SUSY} donne l'échelle d'énergie à laquelle la supersymétrie apparaît, tandis que H est la constante de couplage de Yukawa des neutrinos droits de Majorana dans le Modèle Symétrique.

Le résultat obtenu ici est donc remarquable. En effet, il permet de donner une limite supérieure théorique aux masses des bosons W_R et Z' et il indique que, si la supersymétrie se manifeste à des énergies voisines du TeV, il en sera de même pour la brisure de la symétrie $SU(2)_R \otimes U(1)_{B-L}$. Les bosons de jauge W_R et Z' , ainsi que les neutrinos droits de Majorana, seraient donc susceptibles d'être découverts dans les futurs collisionneurs, et en particulier au Large Hadron Collider du CERN.

Chapitre 2

Le LHC et le détecteur ATLAS

2.1 Le LHC : un nouveau collisionneur en vue d’une nouvelle physique

2.1.1 Description des performances du LHC

Depuis l’approbation du projet “Large Hadron Collider” en Décembre 1994, une étape supplémentaire a été franchie dans la course aux hautes énergies. En effet, le CERN prépare la construction sur son site du LHC, un collisionneur proton-proton circulaire qui fonctionnera à une énergie de 14 TeV dans le centre de masse et qui pourra atteindre une luminosité instantanée de $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. À partir de 2005, les physiciens des particules disposeront donc d’un nouvel outil pour sonder la matière plus profondément que jamais et mettre en évidence des phénomènes nouveaux, prédits par les théoriciens ou même complètement inattendus : en effet, le LHC permettra de recréer les conditions extrêmes dans lesquelles se trouvait l’univers 10^{-12} s après le Big Bang, alors que la température y était d’environ 10^{16} K.

Le LHC sera installé dans le tunnel du LEP, long d’environ 27 km (voir figure 2.1). Les accélérateurs actuels du CERN permettront de produire et de pré-accélérer les faisceaux de protons avant leur injection dans le LHC : l’énergie des protons sera successivement portée à 50 MeV par le Linac, 1 GeV par le Booster, 26 GeV par le PS et 450 GeV par le SPS. La réalisation du LHC représente un formidable défi technologique. Ainsi, 1232 dipôles supraconducteurs de 8.36 T seront utilisés afin de maintenir les protons sur leurs trajectoires. Ils seront refroidis jusqu’à une température de 1.9 K par de l’hélium liquide superfluide : le LHC sera ainsi la plus grande installation supraconductrice du monde. Les principales performances de la machine sont récapitulées dans le tableau 2.1.

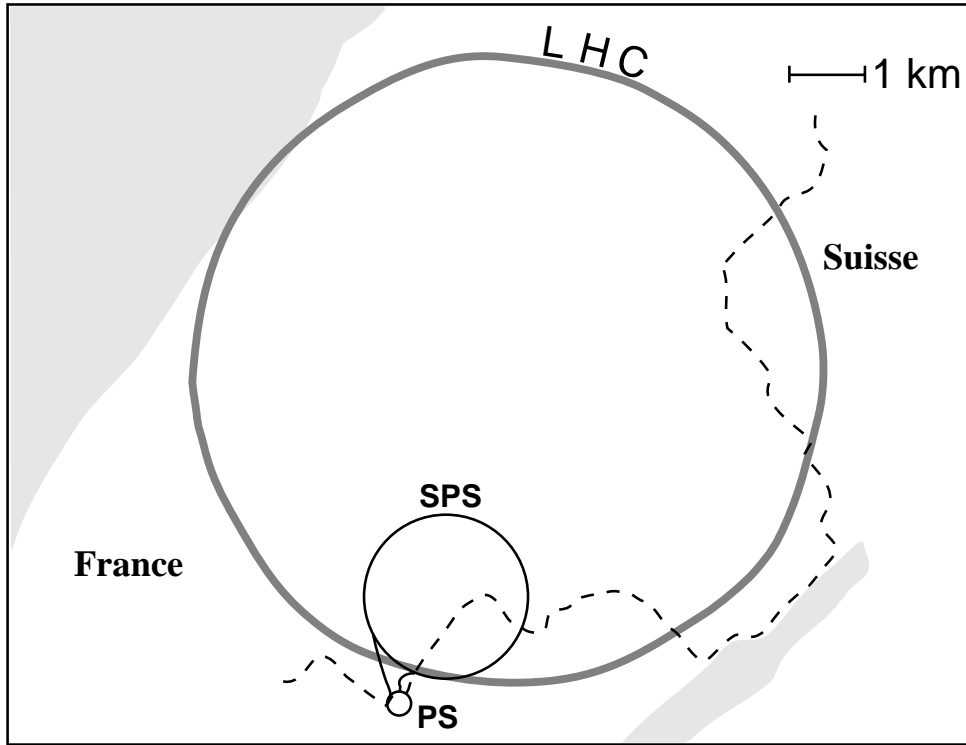


FIG. 2.1: Situation géographique du complexe LHC.

Énergie par faisceau	7 TeV
Énergie à l'injection	450 GeV
Luminosité nominale	$10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
Temps de vie de la luminosité	10 heures
Temps de vie du faisceau	22 heures
Nombre de paquets en circulation	2835
Nombre de protons par paquet	10^{11}
Espacement des paquets	25 ns (soit 7.5 m)
Intensité du courant de protons	0.54 A
Énergie totale par faisceau	334 MJ
Perte en énergie par tour	6.7 keV
Puissance totale rayonnée par faisceau	3.6 kW

TAB. 2.1: Principales performances du LHC [36].

Notons que le LHC n'atteindra pas sa luminosité nominale ($10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) dès sa mise en service : il devra d'abord passer par un régime dit de basse luminosité ($10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) pendant ses trois premières années de fonctionnement. Pour pouvoir évaluer le potentiel de découverte du LHC et de ses détecteurs, il nous faudra tenir compte de cette évolution de la luminosité au cours des années de fonctionnement de la machine. Ainsi, en comptant 100 jours de prises de données par an, la luminosité intégrée du LHC vaudra 10^4 pb^{-1} (respectivement 10^5 pb^{-1}) pour chaque année de fonctionnement de la machine à basse (respectivement haute) luminosité.

Le LHC engendre un programme de recherche extrêmement vaste, car les points fondamentaux à étudier sont très nombreux [37]. Afin de pouvoir exploiter tout le potentiel de physique proton-proton associé au LHC, deux détecteurs, ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) et CMS (Compact Muon Solenoid), seront installés aux points de collision des faisceaux.

Deux autres expériences sont également prévues au LHC. La première, LHCb, servira les recherches en physique du quark *b*. L'autre, ALICE (A Large Ion Collider Experiment), sera consacrée à la physique des plasmas quarks-gluons : le LHC pourra en effet accélérer des ions de plomb jusqu'à une énergie de 7 TeV par unité de charge (ce qui correspond à une énergie de 2.76 TeV par unité de masse atomique). Ceci permettra des collisions entre noyaux de plomb à environ 1150 TeV.

2.1.2 Le programme de physique du LHC

L'un des buts essentiels du LHC est de mettre à l'épreuve le Modèle Standard, théorie qui, à ce jour, décrit au mieux le monde subnucléaire, sans toutefois entièrement satisfaire les physiciens.

a) La recherche du boson de Higgs

Dans le Modèle Standard, l'origine des masses des particules réside dans le mécanisme de Higgs. Ce dernier permet l'élaboration d'une théorie unifiée des interactions faibles et de l'interaction électromagnétique. Le Modèle Standard prévoit l'existence d'une nouvelle particule fondamentale neutre, le boson de Higgs *H* mais il n'en prédit pas la masse (voir paragraphe 1.3). Néanmoins, les résultats expérimentaux et certaines considérations théoriques indiquent que cette masse serait supérieure à $89.8 \text{ GeV}/c^2$ [38] et inférieure au TeV/c^2 . L'énergie disponible au LHC devrait donc permettre de créer le boson de Higgs en quantité suffisante.

La constante de couplage entre H et un fermion f est proportionnelle à m_f : le boson de Higgs se désintègre donc préférentiellement vers la paire de fermions les plus lourds à laquelle sa masse lui donne accès. Mais, si m_H est suffisamment grande, le boson de Higgs peut également se désintégrer en une paire WW ou ZZ . Ses meilleures signatures expérimentales sont donc les suivantes :

- si m_H est supérieure à $180 \text{ GeV}/c^2$, la découverte du boson de Higgs au LHC est relativement facile, grâce aux canaux $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$ et $H \rightarrow WW \rightarrow ll\nu\nu$.
- par contre, si m_H est inférieure à $180 \text{ GeV}/c^2$, la voie de désintégration ayant un fort rapport de branchement ($H \rightarrow b\bar{b}$) est noyée dans le bruit, tandis que, pour les signatures claires telles que $H \rightarrow \gamma\gamma$ et $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$, la faible quantité d'événements produits est un facteur limitatif majeur. Ceci impose donc de fortes contraintes sur les performances des calorimètres électromagnétiques des détecteurs en termes de résolution en énergie et d'identification des particules.

b) La physique du b et la violation de CP

Dans le programme de recherche du LHC, la physique du b occupe également une place importante. Au LHC, la section efficace de production des mésons contenant ce quark sera très grande (environ 0.5 mb). Ceci favorisera une étude approfondie de leurs divers modes de désintégration et de certains processus qui sont directement associés à la violation de CP , mécanisme qui peut s'avérer essentiel pour expliquer l'asymétrie apparente entre la matière et l'antimatière dans l'univers.

c) Le quark top

Le LHC devra également affiner la mesure de la masse du quark top, découvert au Fermilab en 1995, autour de $175 \text{ GeV}/c^2$. La section efficace de production des paires $t\bar{t}$ au LHC sera suffisamment grande pour fournir la statistique nécessaire à cette tâche. En effet, à haute luminosité, le LHC devrait produire environ 6×10^7 paires $t\bar{t}$ par an. Fabriqué en très grande quantité, le quark top sera particulièrement intéressant pour des mesures électrofaibles et des tests de la théorie QCD. Mais il constituera également un bruit de fond important pour de nombreux canaux de physique caractérisés par des leptons isolés et/ou de l'énergie transverse manquante : ceci vient du fait que le quark top n'a pas le temps de s'hadroniser et il peut donc se désintégrer dans la voie $t \rightarrow b\nu_l$. La production et les divers modes de décroissance du quark top devront de ce fait être étudiées avec le plus grand soin au LHC.

d) Au-delà du Modèle Standard

Jusqu'à aujourd'hui, les prédictions théoriques du Modèle Standard ont été vérifiées expérimentalement avec une précision remarquable. Néanmoins, il reste encore bien des mystères à éclaircir. Les extensions théoriques du Modèle Standard ne manquent pas et certaines d'entre elles pourront être testées directement au LHC.

La supersymétrie est aujourd'hui l'une des extensions du Modèle Standard les plus prometteuses. En effet, en plus d'associer de manière élégante les fermions et les bosons, elle semble être un ingrédient essentiel dans l'élaboration d'une théorie unifiée des interactions fondamentales incluant la gravitation. La mise en évidence au LHC des s-particules et des champs de Higgs introduits par la supersymétrie constituerait un progrès spectaculaire dans la compréhension des forces qui gouvernent l'univers.

Parmi les extensions les plus simples du Modèle Standard, on trouve aussi le Modèle Symétrique, théorie de jauge du groupe $SU(2)_L \otimes SU(2)_R \otimes U(1)_{B-L}$ qui prédit l'existence de trois nouveaux bosons de jauge (W_R^+ , W_R^- et Z') et propose d'introduire trois neutrinos droits de Majorana (N_e , N_μ et N_τ). Si leurs masses sont de l'ordre du TeV/c^2 , ces nouvelles particules pourront être découvertes au LHC. Nous y reviendrons plus en détails tout au long des chapitres 4 et 5.

2.1.3 Définition des variables cinématiques utilisées

Dans un collisionneur hadronique, toute la cinématique des particules est généralement décrite à l'aide des trois variables E_T (énergie transverse), y (rapidité) et ϕ (angle azimuthal). En effet, la section efficace différentielle qui est invariante par transformation de Lorentz s'écrit :

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = \frac{d^3\sigma}{E_T dy d\phi} \quad (2.1)$$

Au LHC, une forte proportion des particules qui sont produites lors des collisions pp restent dans le tube à vide et, par conséquent, on ne peut pas imposer la conservation de l'énergie dans le détecteur. L'utilisation de la variable p_T permet cependant d'obtenir une contrainte équivalente, à savoir que la somme des impulsions transverses de toutes les particules produites doit rester nulle.

Pour une particule d'énergie E et d'impulsion longitudinale p_z , la rapidité y vaut :

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \quad (2.2)$$

Si on peut négliger les masses des particules devant leurs impulsions, alors y se réduit à la pseudo-rapacité η , qui est reliée à θ (angle polaire d'émission par rapport à l'axe des faisceaux) par la formule suivante :

$$\eta = -\ln \left(\tan \frac{\theta}{2} \right) \quad (2.3)$$

Afin que les flux des particules émises dans les différentes cellules élémentaires restent constants, les détecteurs doivent être segmentés suivant η et ϕ .

Quand on utilise ces trois variables cinématiques, le quadrivecteur impulsion-énergie d'une particule ultrarelativiste est donné par :

$$\begin{pmatrix} \vec{p} \\ E \end{pmatrix} = E_T \times \begin{pmatrix} \cos \phi \\ \sin \phi \\ sh \eta \\ ch \eta \end{pmatrix} \quad (2.4)$$

2.1.4 Contraintes imposées par le LHC à ses détecteurs

À chaque croisement des faisceaux de protons, des collisions inélastiques non diffractives se produisent. À haute luminosité, leur nombre se répartit selon une loi de Poisson de moyenne 23 par croisement de faisceaux. Ces événements sont dits à biais minimum. Ils constituent des interactions parasites qui se superposent aux signaux physiques intéressants dans les divers sous-détecteurs. Il faut donc chercher à minimiser leurs effets du mieux possible.

Au LHC, le nombre important de collisions et de particules émises conduit à un taux de rayonnement très élevé, susceptible d'endommager les divers éléments et composants électroniques des détecteurs. Les matériaux utilisés doivent pouvoir supporter un flux de 10^{14} à 10^{15} neutrons/cm², correspondant aux doses accumulées pendant 10 années de fonctionnement du LHC.

La fréquence des croisements de faisceaux étant égale à 40 MHz, l'électronique utilisée dans les détecteurs doit être très rapide. À haute luminosité, on attend environ 1 milliard de collisions pp par seconde et, parmi elles, seules quelques dizaines sont potentiellement intéressantes : ceci impose donc aux systèmes de déclenchement d'être très performants si on veut pouvoir sélectionner et stocker toutes les informations intéressantes, tout en réduisant au maximum les temps morts.

Comme nous l'avons vu au paragraphe 2.1.2, le programme de physique du LHC est très vaste. Ses détecteurs devront être capables d'en couvrir la totalité, pour des énergies

allant du GeV jusqu'au TeV. Les solutions techniques choisies par la collaboration ATLAS pour y parvenir font l'objet du prochain paragraphe [39].

2.2 Le détecteur ATLAS

Le détecteur ATLAS a la forme d'un cylindre de 44 m de long et de 22 m de diamètre, pour un poids total de 7000 tonnes (voir figure 2.2).

Du point de collision vers les couches les plus externes, une particule rencontre successivement le détecteur interne, le calorimètre électromagnétique, le calorimètre hadronique et le spectromètre à muons.

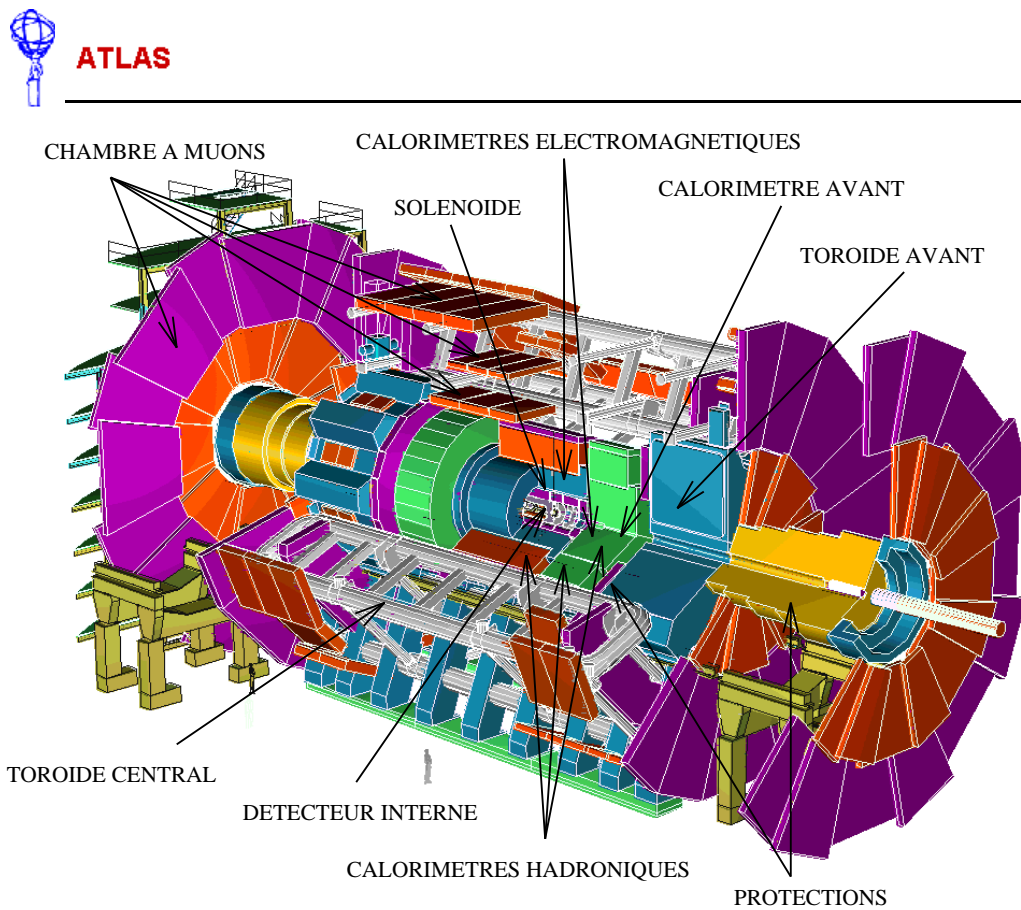


FIG. 2.2: Le détecteur ATLAS.

2.2.1 Le détecteur interne

Contenu dans un solénoïde supraconducteur [40] délivrant un champ de 2 T, le détecteur interne [41] est le premier dispositif rencontré par les particules issues des collisions proton-proton. Il a la forme d'un cylindre de 6.9 m de long et de 1.15 m de rayon. Il couvre ainsi toute la région pour laquelle $|\eta| < 2.5$ (voir figure 2.3).

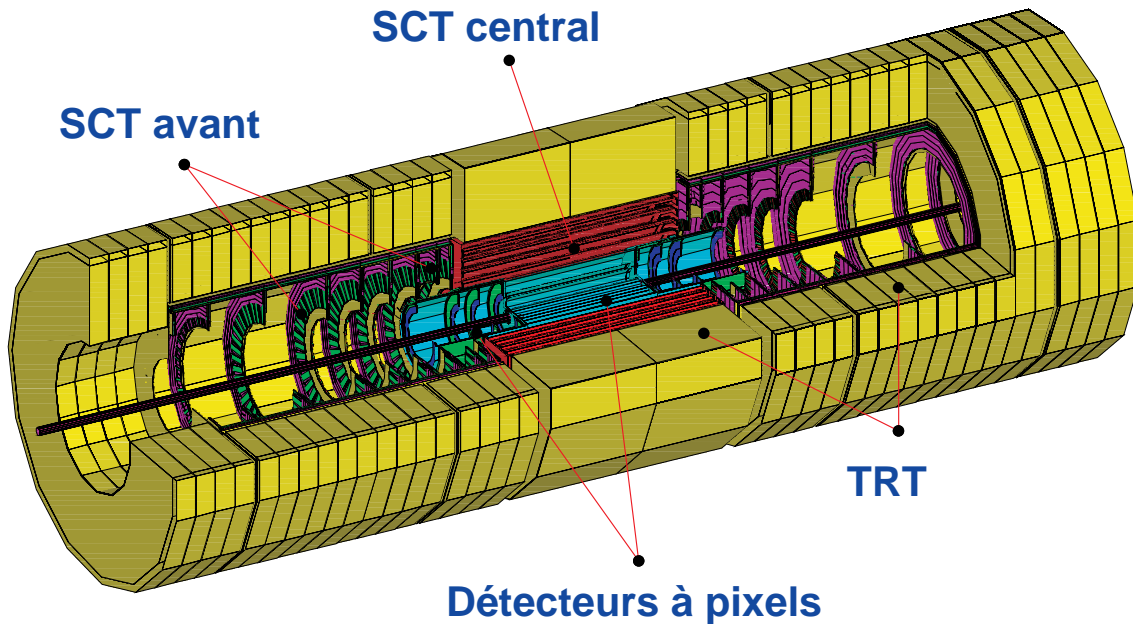


FIG. 2.3: Le détecteur interne d'ATLAS.

Les principaux objectifs que le détecteur interne doit satisfaire sont les suivants :

- reconstruction des trajectoires des particules chargées.
- mesure des impulsions transverses et des angles polaires.
- identification de la charge électrique.
- identification des électrons, afin de pouvoir les distinguer efficacement des photons ou des particules hadroniques.
- mesure de la position du vertex primaire et reconstruction de vertex secondaires.
- étiquetage des mésons contenant le quark b .

Pour ce faire, deux techniques complémentaires sont utilisées : dans la partie la plus interne du détecteur, on mesure un nombre limité de points avec une grande précision alors que, dans les zones externes, on assure un suivi quasi-continu des traces, grâce à un grand nombre de points de mesure, mais avec une précision moindre.

Installé le plus près possible de l'axe des faisceaux, un détecteur à pixels de silicium permet de déterminer la position des vertex secondaires et d'identifier ainsi des particules ayant une durée de vie très courte, comme le quark b ou le lepton τ . Ce dispositif est constitué de 140 millions de capteurs, qui sont répartis sur 3 couches cylindriques, situées à $R = 4, 11$ et 14 cm, et 8 disques, situés entre $R = 11$ cm et $R = 20$ cm. Chaque pixel couvre une surface de $50 \times 300 \mu\text{m}^2$, ce qui assure une résolution spatiale de $12 \mu\text{m}$ dans le plan $(R;\phi)$ et de $66 \mu\text{m}$ dans la direction des faisceaux. Les forts taux de rayonnement présents au voisinage du point de collision limitent la durée de vie d'un tel détecteur à quelques années seulement.

Autour du détecteur à pixels, on trouve le SCT (Semi-Conductor Tracker). Il est constitué de micro-pistes en silicium qui sont réparties sur 4 cylindres (situés à $R = 300, 373, 447$ et 520 mm) et 18 disques. Au total, le SCT couvre une surface de 61 m^2 et il contient 6.2 millions de capteurs, ce qui permet d'atteindre une résolution spatiale de $16 \mu\text{m}$ dans le plan $(R;\phi)$ et de $580 \mu\text{m}$ dans la direction du faisceau. Le SCT contribue aux mesures de l'impulsion des particules chargées et de la position du vertex primaire en fournissant 4 points pour chaque trace.

Dans les zones périphériques où la densité des traces est réduite (entre $R = 56$ cm et $R = 107$ cm), on trouve le TRT (Transition Radiation Tracker). Ce dernier détecte le rayonnement de transition émis par une particule chargée dans un milieu radiatif, grâce à l'utilisation de pailles ayant un diamètre de 4 mm et une longueur maximale de 148 cm. Le TRT comporte 420000 capteurs et il permet d'obtenir 36 points pour chaque trace, avec une résolution spatiale de $170 \mu\text{m}$. Il joue un rôle prépondérant dans la reconstruction des trajectoires des particules chargées et il participe également à la reconnaissance des photons convertis et à la séparation entre les électrons et les hadrons.

Lors de la conception du détecteur interne, l'un des soucis majeurs a été de minimiser la quantité de matière. Celle-ci peut induire des diffusions multiples susceptibles de distordre les trajectoires des particules chargées. Une quantité de matière trop importante peut également dégrader les performances du calorimètre électromagnétique en favorisant l'amorçage de gerbes par conversion des photons en paires e^+e^- ou par émission de rayonnement de freinage par les électrons.

Les principales performances du détecteur interne d'ATLAS sont décrites dans la référence [41]. Parmi elles, citons les plus importantes :

- le nombre total de points par trace chargée vaut 40 (il y a 3 points supplémentaires quand on peut utiliser le détecteur à pixels).
- dans la région où $|\eta| < 2$, $\sigma(1/p_T) \simeq 0.4 \text{ TeV}^{-1}$ pour les traces chargées de grand p_T . Si $|\eta|$ est voisin de 2.5, alors $\sigma(1/p_T)$ peut atteindre 1.2 TeV^{-1} . Pour les traces de faible p_T , les diffusions multiples conduisent à une résolution en impulsion transverse voisine de 1.5%.
- dans la région où $|\eta| < 2$, les résolutions angulaires des traces chargées de grand p_T valent $\sigma_\phi = 0.08 \text{ mrad}$ et $\sigma_\theta < 1 \text{ mrad}$.
- la probabilité de mal identifier le signe de la charge électrique d'un muon (respectivement un électron) de 1 TeV reste inférieure à 2% (respectivement 5%).
- l'efficacité de reconstruction des trajectoires de particules chargées isolées est voisine de 88% (si on moyenne sur toutes les valeurs de η) et les taux d'erreur demeurent inférieurs à 1%.
- associé au calorimètre électromagnétique, le détecteur interne permet un étiquetage du quark b avec des efficacités voisines de $50\% \times \text{Br}(b \rightarrow eX)$.

2.2.2 Le calorimètre électromagnétique

Après avoir traversé le détecteur interne, la bobine supraconductrice et le cryostat, les particules issues des collisions pp rencontrent le calorimètre électromagnétique. Celui-ci est chargé de mesurer avec précision l'énergie et la position des électrons et des photons. Mais il doit également permettre l'identification des particules et participer au déclenchement de l'expérience. Un rappel sur les principes et les techniques de base de la calorimétrie électromagnétique est donné dans l'annexe A.

Le calorimètre électromagnétique d'ATLAS [42] est un calorimètre à échantillonnage composé d'une succession de plaques absorbantes en plomb et de couches actives remplies d'argon liquide (outre le fait que les électrons libres y ont une grande durée de vie, le choix de l'argon liquide comme milieu actif est motivé par sa très bonne tenue aux rayonnements). Dans un calorimètre à échantillonnage classique, les plaques d'absorbeurs sont

traversées à angle droit par les particules incidentes. Mais le LHC impose une granularité si fine qu'une telle géométrie n'est pas envisageable dans ATLAS. En effet, la présence de très nombreuses connexions induirait des espaces morts entre les voies et dégraderait donc fortement l'hermiticité du détecteur. De plus, le temps de transfert du signal des électrodes aux pré-amplificateurs est proportionnel à $\sqrt{LC_d}$, où L et C_d sont respectivement l'inductance et la capacité des cellules de détection : une géométrie classique conduirait à des temps de transfert bien trop grands par rapport aux exigences qui sont imposées par le LHC.

Afin de réduire au maximum le nombre de connexions et d'éliminer les espaces morts entre les électrodes, la collaboration RD3 a proposé de réaliser un calorimètre à échantillonnage ayant une géométrie en accordéon [43]. Les couches d'absorbeur et les électrodes ne sont plus planes mais ont une forme en accordéon, avec une ondulation perpendiculaire aux particules incidentes. Entre chaque couche de plomb, les interstices d'argon liquide doivent garder une épaisseur constante. Ceci impose aux angles de pliage de l'accordéon de varier de 100° à 70° à mesure que le rayon augmente. Des cartes mères, placées sur les faces avant et arrière du détecteur, assurent la lecture des cellules et envoient les signaux électriques collectés vers des pré-amplificateurs qui sont situés à l'extérieur du cryostat à argon liquide. Ce dispositif réduit considérablement l'inductance des connexions et donc le temps de transfert des signaux depuis les électrodes vers les pré-amplificateurs. L'absence d'espaces morts entre les cellules du calorimètre électromagnétique d'ATLAS lui confère une hermiticité parfaite en ϕ et permet une segmentation très fine selon η .

a) Description des différents constituants du calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique d'ATLAS est composé de trois éléments majeurs :

- la partie centrale (le tonneau), qui s'étend jusqu'à $|\eta| = 1.475$, est contenue dans un cryostat cylindrique ayant une demi-longueur de 3.80 m, un rayon interne de 1.15 m et un rayon externe de 2.25 m.
- les deux parties avant (les bouchons) s'étendent de $|\eta| = 1.375$ à $|\eta| = 3.2$. Chacune d'elles est constituée de deux roues, qui sont disposées perpendiculairement à l'axe des faisceaux.

Intéressons-nous tout d'abord à la partie centrale du calorimètre électromagnétique. La figure 2.4 donne une vue en perspective d'une moitié de tonneau (le système de lecture des signaux est également visible à son extrémité).

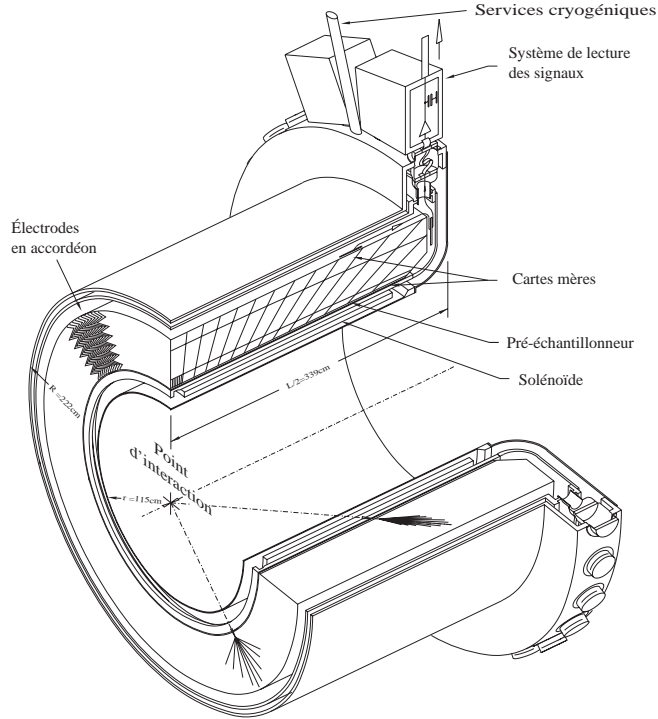


FIG. 2.4: Vue en perspective du calorimètre électromagnétique central d'ATLAS.

Dans sa partie centrale, le calorimètre électromagnétique d'ATLAS est constitué de deux parties identiques longues de 3.15 m et contenant chacune 1024 plaques d'absorbeur. Afin de maintenir à un niveau acceptable la fréquence d'échantillonnage vue par les particules incidentes, l'épaisseur de la couche de plomb passe de 1.5 mm quand $|\eta| < 0.8$ à 1.1 mm quand $0.8 < |\eta| < 1.475$. Chaque demi-tonneau contient 16 modules. Chacun d'eux contient 64 absorbeurs et couvre 22.5° en ϕ . Une voie de lecture regroupe quatre cellules physiques. Chacune d'elles contient une plaque d'absorbeur et deux interstices de 2.1 mm remplis d'argon liquide qui sont séparés par une électrode de lecture. Celle-ci est constituée de trois couches de cuivre en alternance avec deux couches en kapton : les deux couches cuivrées externes sont portées à la haute tension, tandis que celle du centre recueille le signal par couplage capacitif.

En profondeur, le calorimètre central est divisé en trois compartiments, dont la granularité et le nombre de voies sont données dans le tableau 2.2. Le premier compartiment, qui sert de détecteur de pieds de gerbes, du fait de sa granularité particulièrement fine, est connecté à l'avant du calorimètre, tandis que les deux autres sont connectés à l'arrière. La figure 2.5 montre un peu plus en détails la segmentation des cellules du tonneau au voisinage de $\eta = 0$ (la géométrie en accordéon des électrodes est clairement visible).

Compartiment	1	2	3
Granularité ($\Delta\eta \times \Delta\phi$)	$(0.025/8) \times 0.1$	0.025×0.0245	0.05×0.0245
Nombre de voies	60500	30200	15000

TAB. 2.2: Granularité et nombre de voies des trois compartiments du calorimètre électromagnétique central d'ATLAS.

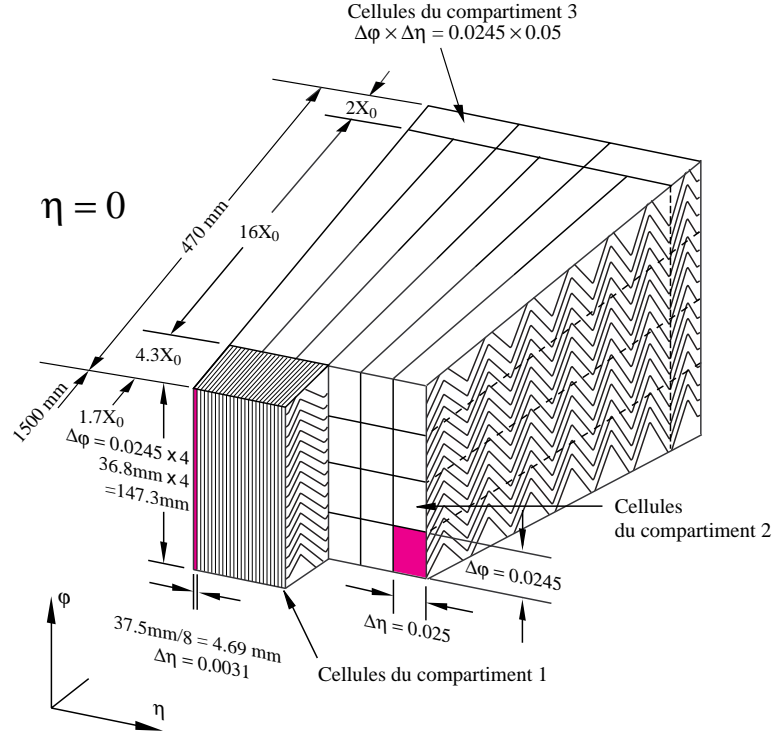


FIG. 2.5: Vue rapprochée du calorimètre électromagnétique d'ATLAS en $\eta = 0$.

Afin de compenser les pertes d'énergie des électrons et des photons dans la matière inerte placée en amont du calorimètre électromagnétique, on utilise un pré-échantillonneur. Celui-ci est constitué de longs secteurs suspendus sur la face interne du calorimètre (voir figure 2.6). Une étude plus détaillée de ce sous-détecteur sera présentée au chapitre 3.

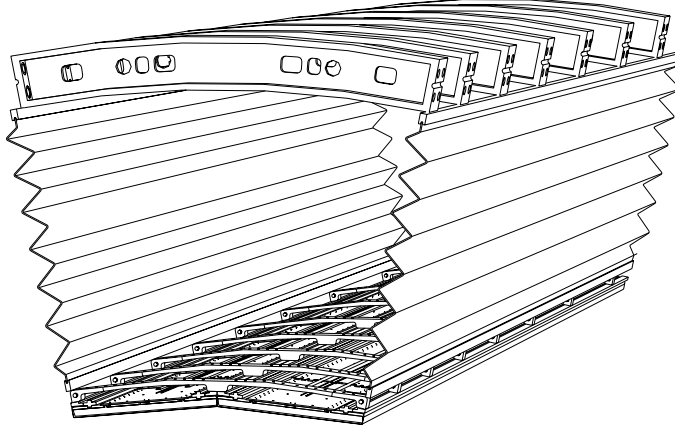


FIG. 2.6: Vue en perspective de deux secteurs du pré-échantillonneur placés sous un module du calorimètre électromagnétique d'ATLAS.

Intéressons-nous à présent aux deux bouchons du calorimètre électromagnétique. Dans ces parties du détecteur, les absorbeurs sont disposés radialement, comme les rayons d'une roue, et les ondulations de l'accordéon sont perpendiculaires à l'axe des faisceaux (voir figure 2.7). La partie active des bouchons débute à 3704 mm du point d'interaction et s'étend sur une longueur de 510 mm selon l'axe des faisceaux. Le rayon interne et le rayon externe de chaque roue valent respectivement 302 mm et 2034 mm. Chaque bouchon est divisé en deux parties : la roue interne et la roue externe, qui couvrent respectivement la région $2.5 < |\eta| < 3.2$ et la région $1.375 < |\eta| < 2.5$. Le nombre d'absorbeurs et d'électrodes dans chacune des roues externes et internes vaut respectivement 768 et 256. L'épaisseur des interstices d'argon liquide diminue quand $|\eta|$ augmente (elle passe de 2.8 à 0.9 mm dans la roue externe et de 3.1 à 1.8 mm dans la roue interne) mais l'épaisseur des absorbeurs reste constante (elle vaut 2.2 mm dans la roue externe et 1.7 mm dans la roue interne).

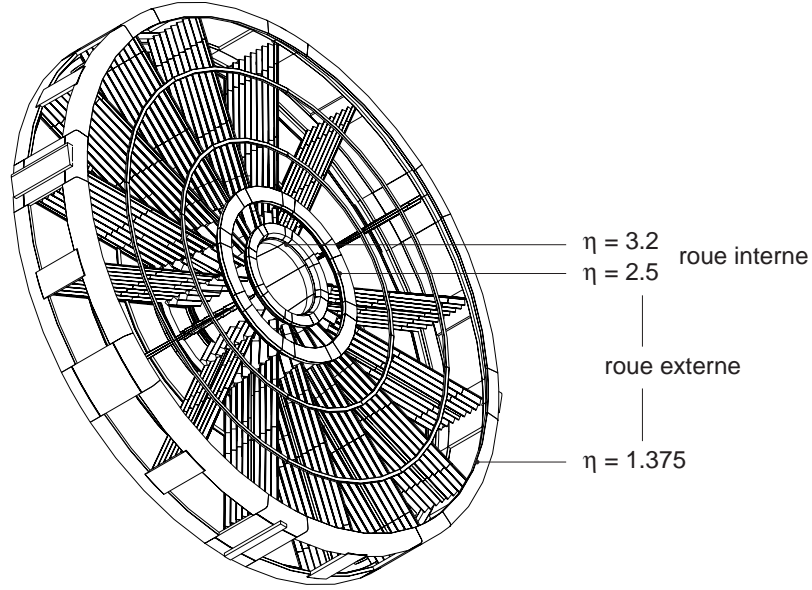


FIG. 2.7: Vue d'un bouchon du calorimètre électromagnétique d'ATLAS (seuls quelques absorbeurs sont représentés).

En profondeur, les bouchons sont divisés en trois compartiments dans la roue externe (sauf dans la région $1.375 < |\eta| < 1.5$) et en deux compartiments dans la roue interne. Pour chacun de ces compartiments, la granularité et la multiplicité des cellules de détection sont données dans le tableau 2.3. Au total, le nombre de voies est voisin de 2×31000 . Tous les signaux sont lus à l'arrière du détecteur, exception faite de la région $1.375 < |\eta| < 1.5$ et des compartiments 1 de la roue externe, pour lesquels les signaux sont dirigés vers l'avant du détecteur.

Dans la zone de transition entre le tonneau et chaque bouchon, la quantité de matière en amont du calorimètre électromagnétique est très importante (voir figure 2.8). Pour compenser les pertes d'énergie dans cette zone, une couche de pré-échantillonnage est disposée à l'avant de chaque bouchon, dans la région $1.5 < |\eta| < 1.8$. Sa granularité vaut 0.025×0.1 . Une couche de scintillateur ayant une épaisseur de 1 cm a également été placée entre le cryostat central et le cryostat de chaque bouchon. Elle s'étend jusqu'à $|\eta| = 1.6$ et a une granularité de 0.2×0.1 . La zone de transition tonneau-bouchon ne pouvant servir pour faire de la physique de précision se réduit ainsi à la région où $1.35 < |\eta| < 1.55$.

Région	Compartiment	Granularité ($\Delta\eta \times \Delta\phi$)	Nombre de cellules
$1.375 < \eta < 1.5$	1	0.025×0.1	4×64
	2	0.025×0.025	4×256
$1.5 < \eta < 1.8$	1	$(0.025/8) \times 0.1$	96×64
	2	0.025×0.025	12×256
	3	0.05×0.025	6×256
$1.8 < \eta < 2.0$	1	$(0.025/6) \times 0.1$	48×64
	2	0.025×0.025	8×256
	3	0.05×0.025	4×256
$2.0 < \eta < 2.4$	1	$(0.025/4) \times 0.1$	64×64
	2	0.025×0.025	16×256
	3	0.05×0.025	8×256
$2.4 < \eta < 2.5$	1	0.025×0.1	4×64
	2	0.025×0.025	4×256
	3	0.05×0.025	2×256
$2.5 < \eta < 3.2$	1	0.1×0.1	7×64
	2	0.1×0.1	7×64

TAB. 2.3: Granularité et multiplicité des cellules dans les diverses régions et les divers compartiments d'un bouchon du calorimètre électromagnétique d'ATLAS.

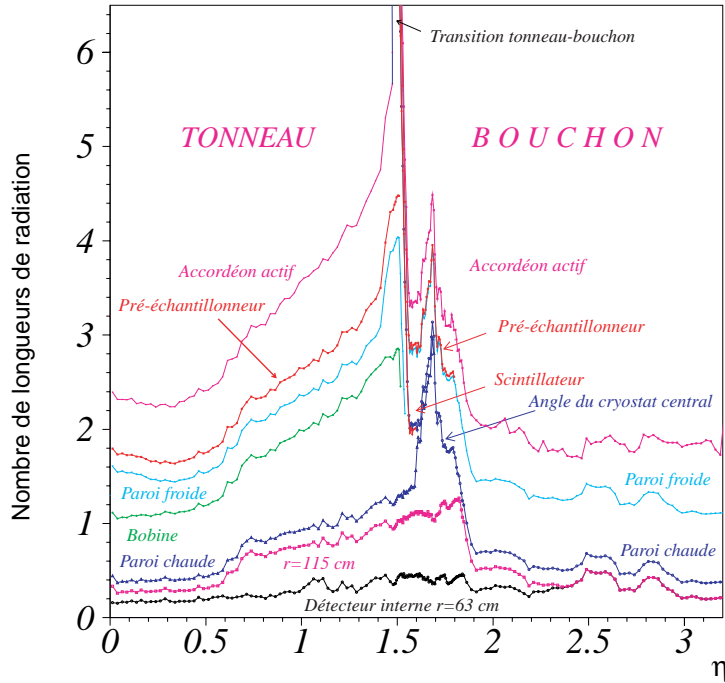


FIG. 2.8: Distribution de la matière en amont du calorimètre électromagnétique d'ATLAS.

b) Performances attendues pour le calorimètre électromagnétique d'ATLAS

Une description complète des performances du calorimètre électromagnétique d'ATLAS est donnée dans la référence [44]. L'un des points les plus importants est la résolution en énergie du détecteur. Celle-ci s'exprime comme la somme quadratique de trois termes indépendants :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c \quad (2.5)$$

- le paramètre a est le terme d'échantillonnage. Celui-ci est voisin de 10% sur toute l'acceptance du calorimètre, exception faite de la zone de transition tonneau-bouchon (notons qu'on exprime E en GeV).
- le paramètre b est le terme de bruit. Celui-ci est lié aux effets d'empilement d'événements et aux composants électroniques. Il dépend donc fortement du nombre de cellules utilisées pour mesurer l'énergie. Quand le temps d'intégration des signaux augmente, le bruit d'empilement fait de même, tandis que le bruit électronique diminue : une optimisation de la mise en forme des signaux est donc possible afin de minimiser la valeur de b .
- le paramètre c est le terme constant. Il dépend beaucoup de l'uniformité mécanique et électronique du détecteur, de la stabilité des signaux, de l'étalonnage des cellules et de la matière placée en amont du calorimètre. Tous ces effets conduisent à une valeur globale de c voisine de 0.7%.

La gamme dynamique du calorimètre électromagnétique doit être très étendue, typiquement de 50 MeV à 3 TeV. La limite inférieure correspond au bruit électronique attendu dans chaque cellule de détection et la limite supérieure correspond à l'énergie que peuvent atteindre les électrons issus des désintégrations de particules très lourdes (telles que W_R et Z' par exemple). De plus, la réponse du détecteur doit être la plus linéaire possible sur toute cette gamme dynamique (des variations inférieures à 0.5% quand $E < 300$ GeV et voisines de 1% au-delà sont requises).

En terme d'identification des particules et de leur direction, le calorimètre électromagnétique doit également fournir d'excellents résultats. En effet, le LHC produira environ 10^5 fois plus de jets hadroniques que d'électrons isolés. Ceci impose donc un facteur de discrimination de 10^6 , afin de pouvoir extraire un signal d'électrons d'une pureté de 90%. La recherche du boson de Higgs dans le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$ nécessite un facteur de discrimination de 5000 pour les jets hadroniques et de 3 pour les pions π^0 , avec une efficacité de 80% pour la reconstruction des photons. Ceci impose d'avoir une granularité très fine

dans le compartiment 1 du calorimètre, afin d'atteindre une précision de $50 \text{ mrad}/\sqrt{E}$ sur la direction d'un photon. Pour pouvoir satisfaire de telles conditions sur l'identification des particules et la discrimination des jets de hadrons, le calorimètre électromagnétique doit être associé à un calorimètre hadronique très performant lui aussi.

2.2.3 Le calorimètre hadronique

Dans le détecteur ATLAS, l'étage de calorimétrie hadronique couvre toute la région $|\eta| < 4.9$. Ses principales tâches sont les suivantes :

- reconstruction des jets hadroniques et détermination de leur énergie.
- mesure de l'énergie transverse manquante.
- identification des particules, en association avec le calorimètre électromagnétique.
- participation au déclenchement de l'expérience, en association avec le calorimètre électromagnétique.

Quelques notions de calorimétrie hadronique sont rappelées dans l'annexe A. Comme les performances requises et les taux de rayonnement ne sont pas les mêmes pour toutes les valeurs de η , différentes techniques ont été choisies.

a) Les calorimètres hadroniques à tuiles scintillantes

Jusqu'à $|\eta| = 1.7$, le calorimètre hadronique d'ATLAS utilise du fer comme milieu absorbeur et des tuiles scintillantes comme milieu actif [45]. L'épaisseur des couches de fer vaut 14 mm, tandis que celle des tuiles scintillantes vaut 3 mm. Ces dernières sont disposées perpendiculairement à l'axe des faisceaux et sont alternées en profondeur. Elles sont lues par deux fibres à décalage de longueur d'onde reliées à des photomultiplicateurs situés à l'arrière du détecteur (voir figure 2.9).

Dans sa partie centrale, le calorimètre hadronique d'ATLAS s'étend de $R = 2.28 \text{ m}$ à $R = 4.23 \text{ m}$. Il est constitué d'un tonneau, qui couvre la région où $|\eta| < 1.0$, et de ses deux extensions, situées chacune entre $|\eta| = 0.8$ et $|\eta| = 1.7$. Chacune de ces régions est divisée en trois compartiments qui ont des épaisseurs respectivement égales à $1.4 \lambda_I$, $4.0 \lambda_I$ et $1.8 \lambda_I$ (par comparaison, le calorimètre électromagnétique a une épaisseur égale à $1.2 \lambda_I$ quand on se place à $\eta = 0$). La granularité $\Delta\eta \times \Delta\phi$ vaut 0.1×0.1 dans les deux premiers compartiments et 0.2×0.1 dans le dernier.

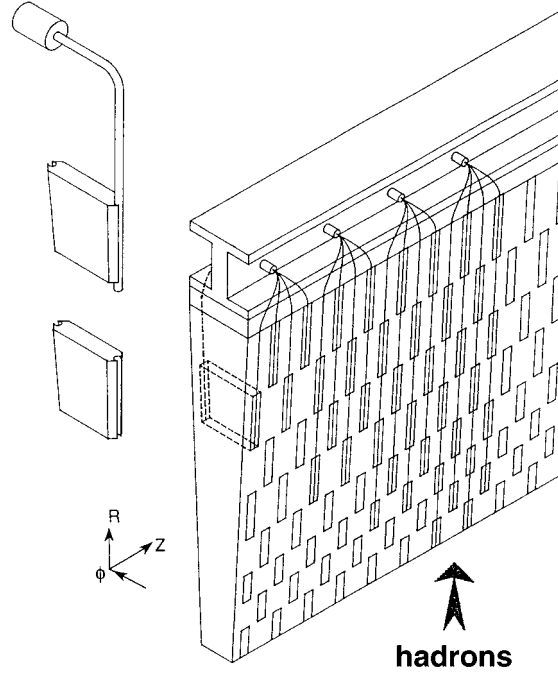


FIG. 2.9: Vue du calorimètre hadronique à tuiles scintillantes d'ATLAS.

Dans les régions les plus à l'avant du calorimètre hadronique, les taux de rayonnement sont plus forts, ce qui impose d'utiliser l'argon liquide comme milieu actif. Deux types de calorimètres hadroniques à argon liquide sont à considérer : le bouchon et le calorimètre avant [42]. Tous deux sont placés dans les mêmes cryostats que les bouchons du calorimètre électromagnétique.

b) Les bouchons du calorimètre hadronique

Situés entre $|\eta| = 1.5$ et $|\eta| = 3.2$, les bouchons du calorimètre hadronique sont composés de deux roues indépendantes, formées de 16 secteurs en ϕ (voir figure 2.10). Les plaques d'absorbeurs sont en cuivre et ont des épaisseurs respectivement égales à 25 mm et 50 mm dans la première et la seconde roue. Les interstices d'argon liquide, quant à eux, ont partout une épaisseur de 8.5 mm. Les charges qui y sont créées par ionisation sont récoltées sur trois électrodes qui divisent l'interstice en quatre régions de 1.8 mm d'épaisseur chacune. En profondeur, on trouve une division en trois compartiments (deux d'entre eux sont situés dans la première roue). L'épaisseur totale de ces bouchons est d'environ $12 \lambda_I$ et leur granularité $\Delta\eta \times \Delta\phi$ vaut 0.1×0.1 pour $|\eta| < 2.5$ et 0.2×0.2 au-delà.

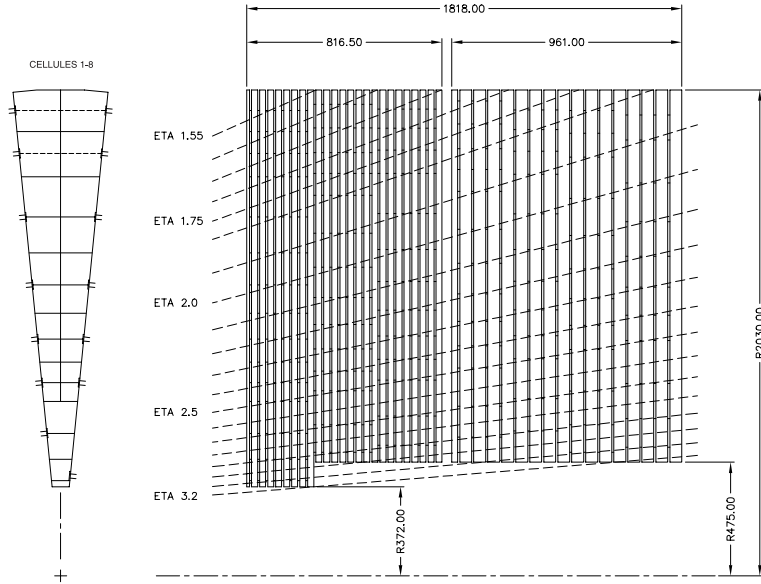


FIG. 2.10: Vues dans les plans $(R; \phi)$ et $(R; z)$ d'un bouchon du calorimètre hadronique d'ATLAS.

c) Le calorimètre avant

Dans la région $3.1 < |\eta| < 4.9$, on trouve le calorimètre avant, qui est soumis à des taux de rayonnement particulièrement élevés. Il est divisé en trois compartiments : dans le premier, l'absorbeur est du cuivre, tandis que, dans les deux autres, c'est du tungstène. Chaque compartiment du calorimètre avant est une matrice métallique dans laquelle se trouvent des tubes régulièrement espacés et parallèles à l'axe des faisceaux. À l'intérieur de ceux-ci, les électrodes sont des tiges portées à la haute tension. Les zones interstitielles entre ces tiges et la matrice d'absorbeur sont remplies d'argon liquide. Le tableau 2.4 résume les principales caractéristiques de ce dispositif. Le calorimètre avant a une épaisseur totale d'environ $9 \lambda_I$ et une granularité $\Delta\eta \times \Delta\phi$ qui vaut 0.2×0.2 en moyenne.

Compartiment	1	2	3
Espacement des tubes	7.5 mm	8.18 mm	9.0 mm
Nombre de tubes	12000	10000	8000
Diamètre de l'électrode	0.475 cm	0.475 cm	0.51 cm
Épaisseur de l'interstice d'argon liquide	0.25 mm	0.375 mm	0.5 mm

TAB. 2.4: Dimensionnement des cellules de détection du calorimètre avant d'ATLAS.

d) Performances attendues pour le calorimètre hadronique d'ATLAS

Les principales performances du calorimètre hadronique (éventuellement combiné avec le calorimètre électromagnétique) sont données dans la référence [44]. Parmi elles, citons ici les plus importantes.

L'optimisation de la géométrie du calorimètre hadronique a été fortement guidée par la nécessité d'avoir une résolution en énergie intrinsèque correcte. Celle-ci dépend de la région traitée. Les performances requises sont les suivantes :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \begin{cases} \frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 3\% \text{ pour } |\eta| < 3 \\ \frac{100\%}{\sqrt{E}} \oplus 7\% \text{ pour } 3 < |\eta| < 5 \end{cases} \quad (2.6)$$

L'énergie des jets hadroniques est calculée en ajoutant l'énergie de toutes les cellules de détection contenues dans un cône de rayon $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$. Les effets liés au champ magnétique et à la fragmentation des quarks avec rayonnement de gluons peuvent provoquer des pertes d'énergie hors du cône. La résolution en énergie intrinsèque du calorimètre hadronique est donc d'autant meilleure que ΔR est grand. Cependant, il ne faut pas non plus que la taille du cône soit trop grande, afin d'éviter une dégradation du signal par le bruit électronique et surtout par l'empilement des événements à biais minimum.

En ce qui concerne la linéarité de la réponse du calorimètre hadronique, des variations inférieures à 2% sont requises, jusqu'à des énergies transverses de l'ordre de 4 TeV.

En plus de la reconstruction des jets hadroniques et de la mesure de leur énergie, le calorimètre hadronique doit fournir des informations précises sur l'énergie transverse manquante E_T^m . Celle-ci est une signature majeure dans les processus qui font intervenir des particules supersymétriques ou des bosons de Higgs lourds qui se désintègrent en produisant des leptons τ ou des neutrinos dans l'état final. La résolution obtenue sur E_T^m dépend de l'énergie transverse totale déposée dans les calorimètres. Si on parvient à maintenir le bruit électronique cohérent inférieur à 3 MeV par voie de détection dans les calorimètres, alors $\sigma(E_T^m)$ est donnée par [46] :

$$\sigma(E_T^m) \simeq \begin{cases} 0.5 \times \sqrt{\sum E_T} \text{ à basse luminosité} \\ 1.1 \times \sqrt{\sum E_T} \text{ à haute luminosité} \end{cases} \quad (2.7)$$

2.2.4 Le spectromètre à muons

Le spectromètre à muons [47] constitue les couches les plus externes d'ATLAS. Il a été conçu pour mesurer de façon autonome l'impulsion transverse des muons avec une très bonne résolution (voisine de 1%), une grande acceptance (il doit couvrir toute la région pour laquelle $|\eta| < 3$) et sur une gamme de valeurs de p_T qui va de 5 GeV/c à 1 TeV/c. De plus, il doit participer au déclenchement de l'expérience.

Le spectromètre à muons d'ATLAS utilise le champ magnétique généré par un toroïde supraconducteur à air (voir figure 2.11). Dans la partie centrale [48], celui-ci est constitué de 8 bobines longues de 25 m, ayant des rayons interne et externe respectivement égaux à 4.70 m et 10.05 m. Dans chaque partie avant [49], on trouve 8 autres bobines longues de 5 m, ayant des rayons interne et externe respectivement égaux à 82.5 cm et 5.35 m. En choisissant un toroïde à air plutôt qu'une cuirasse en fer classique, on limite la quantité de matière et, par conséquent, on améliore la résolution sur la mesure de l'impulsion des muons. De plus, celle-ci dépend assez peu de η : en effet, les dégradations de la résolution consécutives à l'augmentation de matière sont compensées par une circulation du champ magnétique $\oint B \cdot dl$ plus importante. En moyenne, celle-ci vaut 3 T.m dans la partie centrale et 6 T.m dans chaque partie avant.

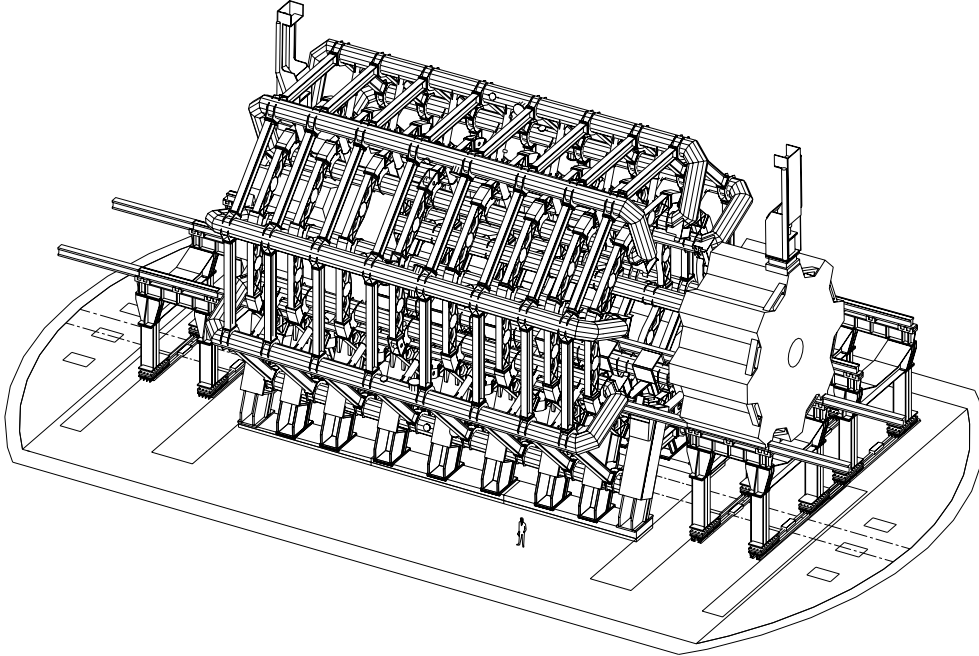


FIG. 2.11: Vue du système d'aimants toroïdaux supraconducteurs d'ATLAS : en faisant coulisser chaque partie avant, on permet l'accès aux autres sous-détecteurs.

Le spectromètre à muons est protégé du bruit de fond d'origine hadronique par les calorimètres : en effet, la quantité de matière en amont va de $11 \lambda_I$ pour $\eta = 0$ jusqu'à $15 \lambda_I$ pour $|\eta| = 3$. À haute luminosité, les taux de comptage associés au bruit de fond résiduel sont voisins de quelques Hz/cm^2 à $\eta = 0$ et du kHz/cm^2 quand $|\eta|$ tend vers 3.

Les deux fonctions du détecteur sont assurées par deux types de chambres à muons. Celles-ci correspondent à un nombre total de capteurs voisin de 1.2 millions. Les chambres à muons sont réparties sur trois couches (voir figure 2.12) :

- pour le déclenchement, on utilise des détecteurs rapides, qui ont une résolution spatiale de quelques mm : les RPC (Resistive Plate Chambers) dans la partie centrale et les TGC (Thin Gap Chambers) dans chaque partie avant.
- pour reconstruire les trajectoires des muons, ce sont des chambres de précision qui interviennent. Il y en a deux sortes : les chambres MTD (Monitored Drift Tubes) et les CSC (Cathode Strip Chambers). Ces dernières couvrent la région $2 < |\eta| < 2.7$, où les flux de particules sont les plus intenses. La résolution spatiale atteinte grâce à ces chambres de précision est d'environ $50 \mu\text{m}$.

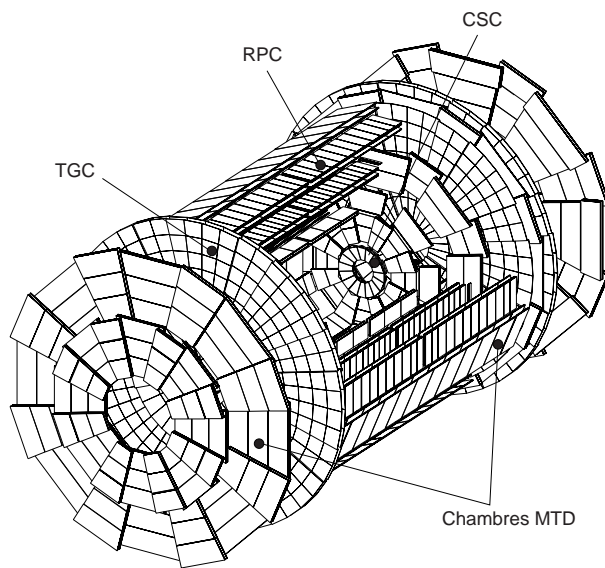


FIG. 2.12: Vue en perspective du spectromètre à muons d'ATLAS.

Les principales performances du spectromètre à muons d'ATLAS sont données par la référence [47]. Parmi elles, citons ici les plus importantes :

- en mode déclenchement, la couverture géométrique du spectromètre permet une acceptance moyenne d'environ 92%. Pour les chambres de précision, l'acceptance moyenne dépend du nombre de stations utilisées. Elle vaut 98.9% (respectivement 89.6%) si deux (respectivement trois) stations sont prises en compte. Mais notons aussi que la résolution en impulsion transverse augmente avec le nombre de stations utilisées.
- en moyenne, $\sigma(p_T)/p_T$ vaut 2 à 3% pour l'ensemble des valeurs de p_T , exception faite des très grandes impulsions transverses pour lesquelles la résolution se dégrade fortement (elle vaut environ 11% pour des muons ayant un p_T de 1 TeV). La résolution du spectromètre dépend de plusieurs paramètres et en particulier de la résolution intrinsèque et de l'alignement des chambres, des inhomogénéités du champ magnétique et de la quantité de matière traversée par les muons.
- l'efficacité de reconstruction des muons est voisine de 97% et le taux d'erreur est de l'ordre de 0.1%.
- la probabilité de mal identifier le signe de la charge électrique vaut 1 à 2% et, même pour les muons de très grande impulsion, elle ne dépasse pas 4%.

2.2.5 Les systèmes de déclenchement et d'acquisition

Au LHC, la fréquence des collisions proton-proton vaut 40 MHz. Cette valeur est justifiée par la faiblesse des sections efficaces associées aux signaux recherchés. De plus, la forte luminosité des faisceaux conduit à une multiplicité des traces particulièrement élevée. Tout ceci rend particulièrement complexe la réalisation des systèmes de déclenchement et d'acquisition des détecteurs [50]. En effet, environ 1 milliard d'interactions pp se produiront chaque seconde. Ceci représente une quantité d'informations impossible à gérer (environ 10^6 MBytes par seconde). Il faut donc pouvoir sélectionner en ligne les quelques événements rares qui présentent des signatures physiques intéressantes, tout en réduisant au maximum les temps morts. Pour ce faire, la collaboration ATLAS a choisi un système de déclenchement et d'acquisition organisé en trois niveaux.

En entrée, le niveau 1 travaille à la même fréquence que le LHC. Il utilise les informations contenues dans les calorimètres et le spectromètre à muons, mais sans en exploiter

toute la potentialité : la granularité considérée dans les calorimètres reste assez grossière et les chambres de précision du spectromètre à muons ne sont pas utilisées. Des signatures telles que des amas calorimétriques, des muons ou de l'énergie transverse manquante sont recherchées. En cas de réponse positive, des régions d'intérêt sont sélectionnées dans les sous-détecteurs et les informations correspondantes sont stockées dans des files d'attente, avec une fréquence de 75 à 100 kHz en sortie du niveau 1. Après un temps de latence d'environ $2\ \mu\text{s}$, elles sont analysées par le second niveau de déclenchement.

Le niveau 2 traite les données correspondant aux régions d'intérêt sélectionnées par le niveau 1, en utilisant toute la potentialité des sous-détecteurs d'ATLAS. Les informations recueillies sont réparties dans des classes d'événements, ce qui permet un déclenchement basé sur des processus physiques. Dans cette étape, le facteur de réduction du nombre d'événements est de l'ordre de 100, ce qui conduit à une fréquence de quelques kHz. Quant au temps de latence, il dépend des opérations effectuées et varie de 1 à 10 ms.

Le niveau 3 est constitué d'une ferme de processeurs qui est chargée de reconstruire complètement des événements physiques à partir des données sélectionnées au deuxième niveau de déclenchement. Pour ce faire, il utilise des algorithmes très complets qu'on trouve généralement hors-ligne. Dans cette étape, le facteur de réduction des données est voisin de 10 : la fréquence des événements en sortie du système de déclenchement est donc comprise entre 10 et 100 Hz.

La quantité d'informations à stocker sur bandes en sortie du système de déclenchement sera de 10 à 100 MBytes par seconde. Ceci induira une quantité de données très importante (environ 10^6 GBytes par année de fonctionnement du LHC, auxquelles il faudra rajouter toutes les données d'étalonnage des sous-détecteurs, ainsi que les résultats des diverses simulations Monte-Carlo). Environ 1000 processeurs, réalisant chacun 10^4 opérations par seconde, auront pour tâche de traiter cette quantité colossale d'informations afin d'en extraire les quelques événements qui permettront peut-être d'envisager autrement le monde des particules élémentaires.

Chapitre 3

Étude du pré-échantillonneur d'ATLAS

Depuis 1991, l'ISN de Grenoble s'est engagé dans la conception, la réalisation et l'étude des performances du pré-échantillonneur d'ATLAS [51]. Son rôle est de compenser les pertes d'énergie consécutives à la présence du détecteur interne, de la bobine et du cryostat qui sont situés en amont de l'étage de calorimétrie électromagnétique. La figure 2.8 indique que ceux-ci représentent une quantité de matière équivalente à environ $1.8 X_0$ au voisinage de $\eta = 0$ et environ $3.4 X_0$ à l'extrémité du tonneau.

3.1 Description du détecteur

3.1.1 Description de la géométrie du pré-échantillonneur

Le pré-échantillonneur est une couche d'argon liquide actif placée sur la face interne du calorimètre électromagnétique central. Son épaisseur vaut 11 mm : ceci permet d'obtenir un bon rapport signal sur bruit tout en maintenant les dimensions (et donc le coût) du dispositif à un niveau acceptable. Dans chaque demi-tonneau, le pré-échantillonneur est constitué de 32 secteurs identiques qui couvrent 0.2 en ϕ et 1.52 en η . Chacun d'eux est placé dans une coque en verre-époxy épaisse de 0.4 mm, dont les dimensions valent 3086 mm \times 281 mm \times 21 mm. Les secteurs du pré-échantillonneur sont montés sur des rails en FR4 qui sont vissés sur les anneaux internes du calorimètre électromagnétique (voir figure 3.1). Chaque secteur est divisé en huit modules : chacun d'eux couvre 0.2×0.2 dans le plan $(\eta; \phi)$, exception faite du module placé à l'extrémité du demi-tonneau, qui ne couvre que 0.12 en η . La granularité des cellules de détection du pré-échantillonneur est fixée à $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.1$. Par conséquent, chaque module est divisé en 16 cellules (8×2), exception faite du module 8 qui n'en contient que 10 (5×2) : il y a donc 122 cellules de détection par secteur, soit 7808 pour tout le pré-échantillonneur.

Le tableau 3.1 résume les caractéristiques géométriques des différents modules du pré-échantillonneur :

Module	1	2	3	4	5	6	7	8
Longueur (en mm)	281.4	298.4	322.3	356.8	404.8	478.4	563.2	380.6
Nombre d'anodes	56	64	72	80	88	104	128	86
Nombre de cathodes	56	64	72	80	88	104	128	87
Interstice d'argon liquide (en mm)	1.96	1.96	1.93	1.93	2.00	2.00	1.90	1.90
Nombre de paires anode-cathode par cellule	7	8	9	10	11	13	16	18(+14)
Nombre de cellules	16	16	16	16	16	16	16	10

TAB. 3.1: Caractéristiques géométriques des différents modules du pré-échantillonneur d'ATLAS à la température ambiante : au total, 512 modules et 86848 électrodes seront utilisés dans le détecteur.

La figure 3.2 montre une photographie d'un module 3 du pré-échantillonneur. Quant à la figure 3.3, elle présente un dessin en perspective d'un des secteurs.

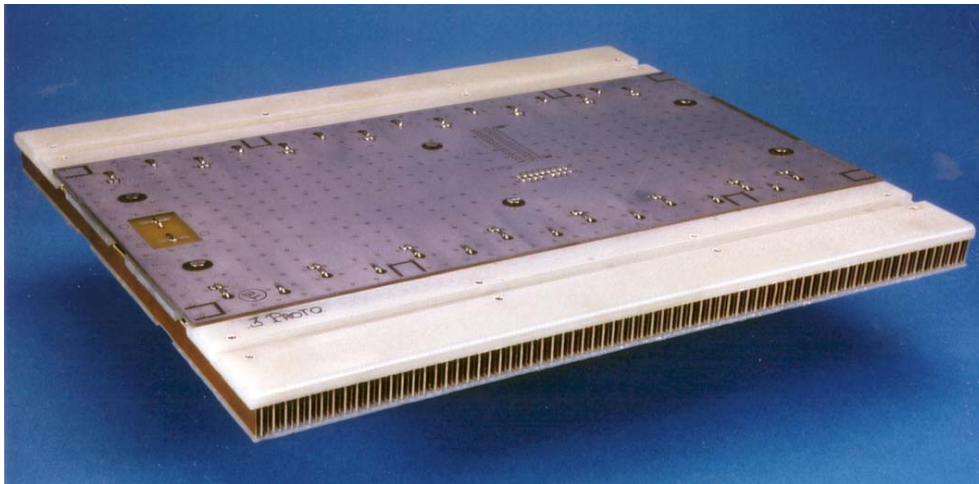


FIG. 3.2: Photographie d'un module 3 du pré-échantillonneur d'ATLAS, équipé de sa carte mère.

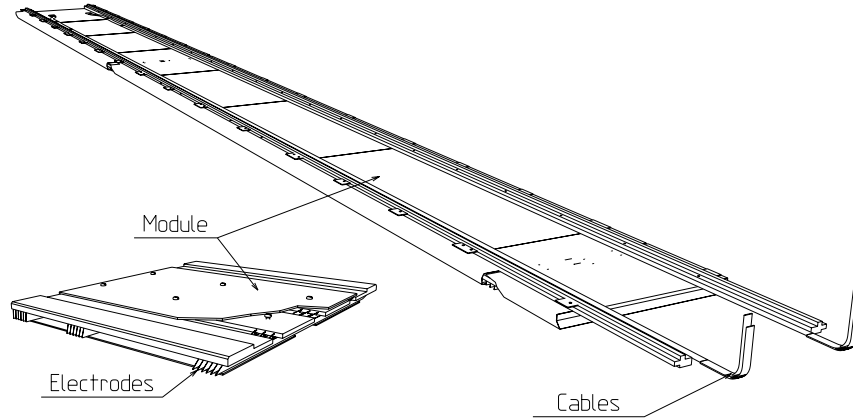


FIG. 3.3: Vue en perspective d'un secteur du pré-échantillonneur d'ATLAS.

3.1.2 Description des électrodes et du système d'extraction des signaux du pré-échantillonneur

Les électrodes qui équipent les modules du pré-échantillonneur se répartissent en deux catégories :

- les cathodes sont des circuits imprimés à deux couches d'une épaisseur de $270\ \mu\text{m}$. Elles sont obtenues en utilisant un support de $200\ \mu\text{m}$ en FR4 recouvert par $35\ \mu\text{m}$ de cuivre sur chacune de ses faces.
- les anodes sont des circuits imprimés à trois couches d'une épaisseur de $327.5\ \mu\text{m}$. Leur structure géométrique est la suivante : $17.5\ \mu\text{m}$ de cuivre + $150\ \mu\text{m}$ de FR4 + $17.5\ \mu\text{m}$ de cuivre + $125\ \mu\text{m}$ de tissu de verre pré-imprégné + $17.5\ \mu\text{m}$ de cuivre. Une tension de 2 kV est appliquée sur les deux couches externes de l'anode. La couche centrale permet de recueillir le signal par couplage capacitif.

La forme temporelle du signal électrique recueilli sur l'anode est un triangle dont la hauteur à l'origine I_0 est proportionnelle à la charge déposée dans l'interstice d'argon liquide et dont la base est égale au temps de dérive des charges (voir annexe A). Pour le pré-échantillonneur, ce dernier vaut $t_d = 420$ ns. Or, les croisements des faisceaux de protons ont une période de 25 ns : ceci rend impossible une intégration du courant sur tout le temps de dérive des charges. Mais, puisque toute l'information concernant l'énergie déposée est contenue dans I_0 , il suffit d'intégrer le courant pendant les premiers instants de la dérive [53].

Le signal qui est recueilli sur les électrodes est d'abord amplifié puis mis en forme par des filtres bipolaires de type CR-RC² (voir figure 3.4).

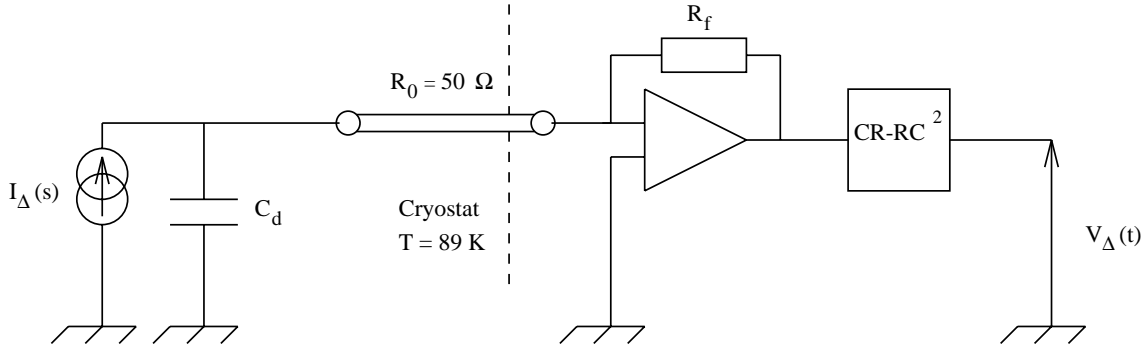


FIG. 3.4: Schéma de principe de la chaîne d'électronique du pré-échantillonneur.

En sortie de cette chaîne d'électronique, l'expression analytique approximée du signal de tension est calculée en prenant la transformée de Laplace inverse du produit des fonctions de transfert de la chaîne d'électronique avec un signal d'entrée triangulaire [54] :

$$V_{\Delta}(t) = \mathcal{L}^{-1} (I_{\Delta}(s) \times R_f \times \mathcal{H}_d(s) \times \mathcal{H}_{forme}(s)) \quad (3.1)$$

- le courant d'entrée a une transformée de Laplace $I_{\Delta}(s) = I_0 \left(\frac{1}{s} - \frac{1 - e^{-st_d}}{s^2 t_d} \right)$.
- la fonction de transfert en amont des pré-amplificateurs est $\mathcal{H}_d(s) = \frac{1}{1 + s\tau_d}$.
- la fonction de transfert des formeurs CR-RC² est $\mathcal{H}_{forme}(s) = \frac{s\tau}{(1 + s\tau)^3}$.

Dans ces expressions, $\tau_d = R_0 C_d$ est le temps d'intégration du signal (celui-ci est lié à la mise en parallèle de la capacité des cellules de détection sur l'impédance caractéristique des câbles), R_f est la résistance de transimpédance des pré-amplificateurs et τ est la constante de temps associée aux formeurs.

Les valeurs des paramètres t_d , τ_d et τ suffisent à déterminer la forme temporelle du signal en sortie de la chaîne d'électronique du pré-échantillonneur. En effet, si on pose $x = t/\tau$, $x_d = t_d/\tau$ et $\lambda = \tau_d/\tau$, alors le calcul de la transformée inverse de Laplace conduit à :

$$\begin{aligned} V_{\Delta}(t) &= R_f I_0 \left(V_1(x) - \frac{V_2(x)}{x_d} \right) \text{ si } x \leq x_d \\ V_{\Delta}(t) &= R_f I_0 \left(V_1(x) - \frac{V_2(x) - V_2(x - x_d)}{x_d} \right) \text{ si } x \geq x_d \end{aligned} \quad (3.2)$$

Ici , $V_1(x)$ et $V_2(x)$ sont données par :

$$\begin{aligned} V_1(x) &= \frac{\lambda^2 e^{-x/\lambda}}{(\lambda - 1)^3} - \left(\frac{x^2}{2} + \frac{\lambda x}{\lambda - 1} + \frac{\lambda^2}{(\lambda - 1)^2} \right) \times \frac{e^{-x}}{\lambda - 1} \\ V_2(x) &= 1 - \frac{\lambda^3 e^{-x/\lambda}}{(\lambda - 1)^3} + \left(\frac{x^2}{2} + \frac{2\lambda - 1}{\lambda - 1} x + \frac{3\lambda^2 - 3\lambda + 1}{(\lambda - 1)^2} \right) \times \frac{e^{-x}}{\lambda - 1} \end{aligned} \quad (3.3)$$

La figure 3.5 montre la forme temporelle de l'amplitude normalisée du signal avant et après la chaîne d'électronique, dans le cas du module 5 ($\tau_d = 11.1$ ns) et avec une constante de temps égale à $\tau = 15$ ns pour les formeurs.

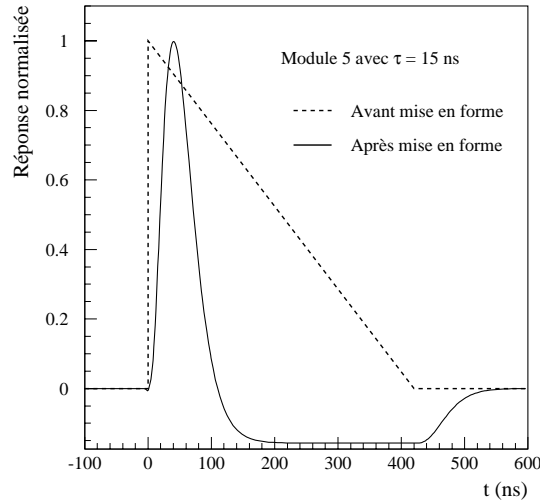


FIG. 3.5: Forme temporelle de l'amplitude normalisée du signal avant et après la chaîne d'électronique du pré-échantillonneur.

L'amplitude maximale du signal obtenu en sortie des formeurs est proportionnelle au courant I_0 (et donc à l'énergie déposée dans le pré-échantillonneur). Elle correspond à un temps de montée voisin de 40 ns. La connaissance de l'amplitude au pic du signal en sortie des formeurs est donc suffisante pour mesurer l'énergie déposée par une gerbe électromagnétique dans le détecteur. Mais, en pratique, ce sont cinq échantillons du signal qui sont transmis par les formeurs, avec un intervalle temporel de 25 ns entre chacun d'eux. En effet, en combinant linéairement les valeurs des amplitudes et des temps associés à chacun de ces cinq échantillons, il est possible de réduire la contribution du bruit et de déterminer la phase du signal impulsion par impulsion (cette méthode sera décrite plus en détails au paragraphe 3.4.3).

3.2 Influence des zones mortes entre les secteurs du pré-échantillonneur

Il existe une zone morte entre les secteurs du pré-échantillonneur (voir figure 3.6). À la température de l'argon liquide, elle a une largeur voisine de 1.8 mm (le jeu fonctionnel entre chaque secteur et l'épaisseur de la jupe valent respectivement 1 mm et 0.4 mm). Dans toute cette région, il n'y a aucune collection de charges possible. Par conséquent, toute l'énergie déposée par une gerbe électromagnétique y est perdue. En revanche, dans la région comprise entre la surface interne de la jupe et l'extrémité de la partie cuivrée des anodes, une collection des charges produites par l'ionisation de l'argon liquide est possible, puisque la différence de potentiel entre la surface interne conductrice de la jupe et l'anode vaut 2 kV.

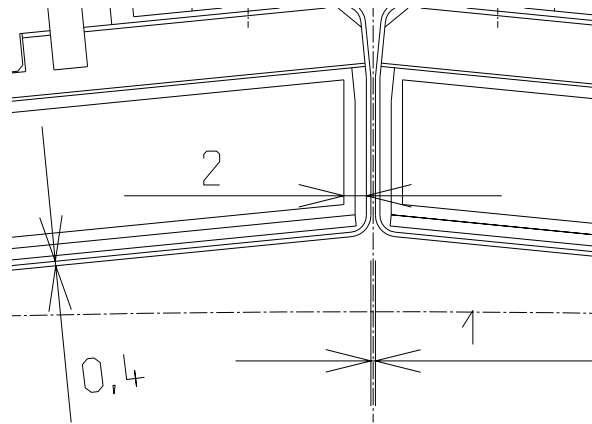


FIG. 3.6: Vue agrandie du pré-échantillonneur au voisinage des zones mortes entre les secteurs, dans le plan $R-\phi$.

Après avoir estimé la quantité de charges collectées au voisinage des zones mortes, il nous sera possible d'étudier l'influence de celles-ci sur la mesure de l'énergie dans le pré-échantillonneur.

3.2.1 Simulation de la collection des charges au voisinage des zones mortes du pré-échantillonneur

Entre les électrodes du pré-échantillonneur, le champ électrique est très homogène et vaut $1 \text{ kV} \cdot \text{mm}^{-1}$. Au voisinage des zones mortes, la situation est plus complexe, car le champ électrique n'est pas homogène. Il doit donc être calculé en utilisant PRIAM [55], un programme capable de résoudre des équations de Poisson à deux dimensions, grâce à une méthode d'éléments finis. La figure 3.7 montre la géométrie du pré-échantillonneur au voisinage des zones mortes dans le plan $(\phi; \eta)$, ainsi que la carte du champ électrique obtenue avec PRIAM dans cette région.

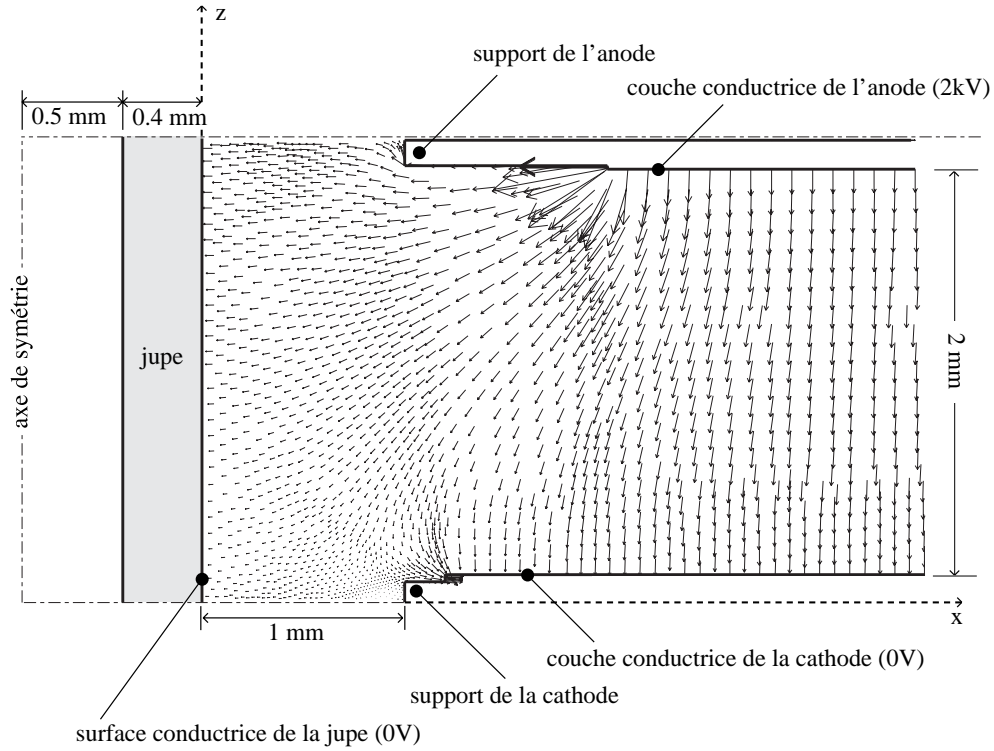


FIG. 3.7: Carte du champ électrique au voisinage des zones mortes entre les secteurs du pré-échantillonneur, dans le plan $(\phi; \eta)$. Les axes x et z correspondent respectivement aux directions ϕ et η . Chaque flèche est un vecteur donnant localement la direction et l'intensité du champ électrique.

Connaissant le champ électrique près des zones mortes, il devient possible d'y simuler la collection des charges.

Notons V_0 la différence de potentiel entre la partie cuivrée de l'anode et la surface conductrice de la jupe. Le courant $i(t)$ induit par une charge q_0 qui, à l'instant t , dérive dans un champ électrique \vec{E} avec une vitesse \vec{v} vaut [56] :

$$i(t) = \frac{q_0}{V_0} \vec{E} \cdot \vec{v}(\vec{E}) \quad (3.4)$$

Comme leur vitesse initiale est assez faible, les électrons produits par l'ionisation de l'argon liquide dérivent en suivant des trajectoires qui épousent parfaitement les lignes du champ électrique. Par conséquent, les vecteurs \vec{E} et \vec{v} sont parallèles. De plus, on a [57] :

$$v = 0.1809 \times E \times \ln\left(1 + \frac{8.975}{E}\right) + 1.4614 \times E^{0.329} \quad \text{avec} \begin{cases} E \text{ en kV/cm} \\ v \text{ en mm}/\mu s \end{cases} \quad (3.5)$$

Au voisinage des zones mortes du pré-échantillonneur, une charge q_k qui dérive en direction de l'anode voit un champ électrique de plus en plus fort. Par conséquent, le courant $i_k(t)$ qu'elle induit augmente au fur et à mesure qu'elle approche de l'anode. Après filtrage, le signal généré par la charge q_k est donné par :

$$i_{eff}(k, t_P) = \int_0^{t_P} i_k(t') s(t_P - t') dt' \quad (3.6)$$

Dans l'équation précédente, $s(t)$ est la réponse obtenue en sortie des formeurs du pré-échantillonneur quand le signal d'entrée est une impulsion $\delta(t)$ et t_P est le temps de montée du signal de 0 à 100%. Si on utilise les notations adoptées à l'équation (3.2), alors la réponse impulsionnelle s est de la forme [54] :

$$s(x) = \left(\frac{x^2}{2} + \frac{x}{\lambda - 1} + \frac{\lambda}{(\lambda - 1)^2} \right) \frac{e^{-x}}{\lambda - 1} - \frac{\lambda e^{-x/\lambda}}{(\lambda - 1)^3} \quad (3.7)$$

Si l'ionisation est supposée uniforme dans tout le pré-échantillonneur, il est possible d'établir une carte du signal à partir de la carte du champ électrique. C'est ce que montre la figure 3.8.

En ajoutant les contributions de tous les points dans la direction η , on peut déterminer la variation moyenne de la réponse du pré-échantillonneur en fonction de ϕ au voisinage des zones mortes (voir figure 3.9). Connaissant celle-ci, il est possible d'étudier l'influence des zones mortes sur la mesure de l'énergie dans le pré-échantillonneur.

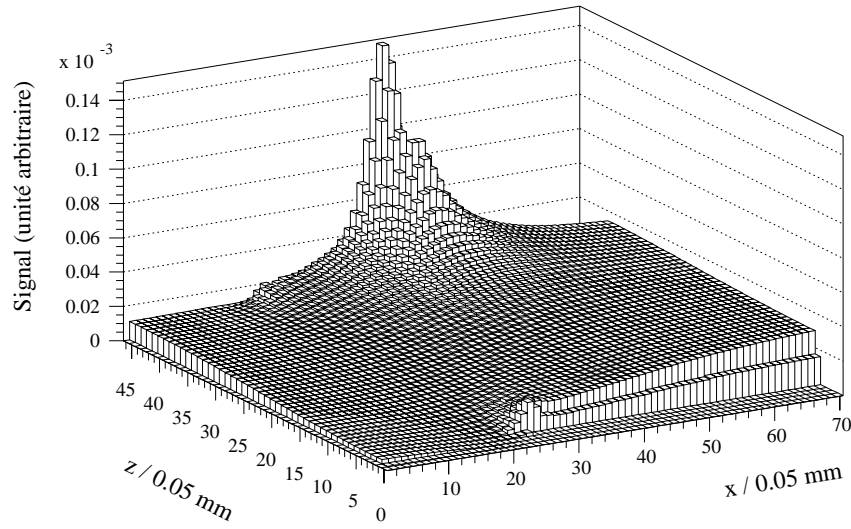


FIG. 3.8: Carte bi-dimensionnelle du signal obtenu après la collection des charges et le filtrage électronique, près des zones mortes du pré-échantillonneur. Les axes x et z correspondent respectivement aux directions ϕ et η .

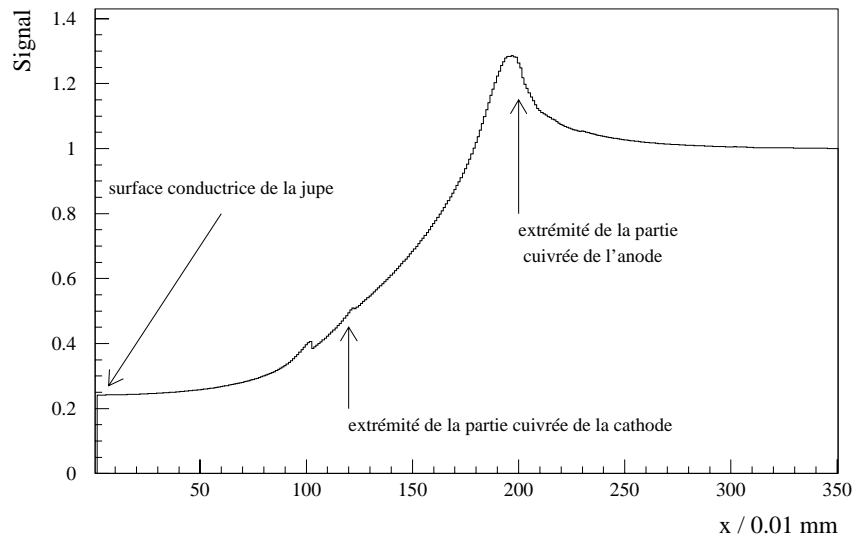


FIG. 3.9: Variation de la réponse du pré-échantillonneur en fonction de ϕ (représenté selon l'axe x) au voisinage des zones mortes. On suppose que la collection des charges est uniforme selon η .

3.2.2 Estimation de l'impact des zones mortes sur la mesure de l'énergie dans le pré-échantillonneur

Afin de déterminer la fraction d'énergie perdue dans le pré-échantillonneur à cause des zones mortes, on utilise le programme GEANT 3.21 [58] dans l'environnement DICE95 [59]. Pour définir la géométrie du détecteur ATLAS, c'est la version 96_12 qui a été choisie. Pour rendre compte de la collection des charges entre la surface conductrice de la jupe et les anodes, quelques modifications ont été apportées à la géométrie du pré-échantillonneur. Ainsi, 40 volumes actifs d'argon liquide ayant chacun une épaisseur de 0.1 mm ont été disposés dans les zones mortes et à leur voisinage. Avec la notation des figures 3.7 à 3.9, ces 40 volumes couvrent toute la région où $-0.9 \text{ mm} < x < 3.1 \text{ mm}$. Notons aussi l'existence d'une symétrie par rapport au plan perpendiculaire à ϕ et passant par le milieu de la zone complètement morte : celle-ci porte en fait à 80 le nombre de volumes actifs au voisinage des zones mortes (voir figure 3.10).

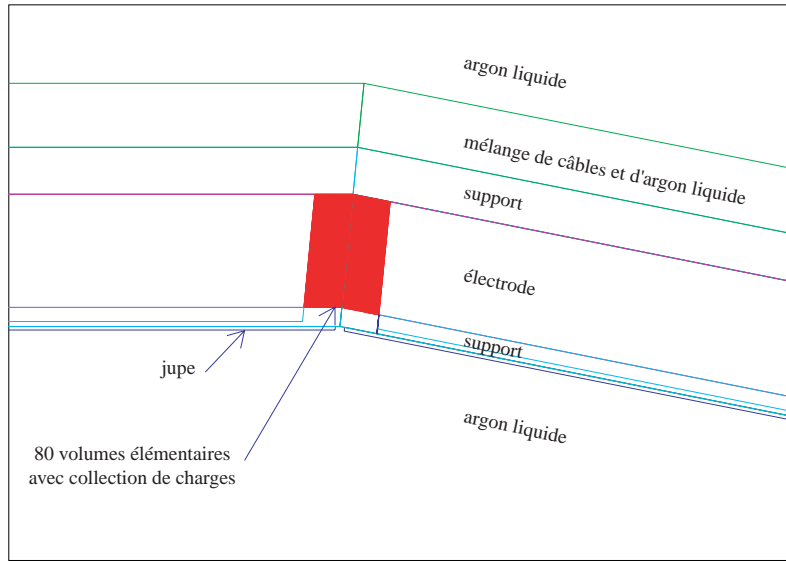


FIG. 3.10: Géométrie implémentée dans GEANT pour le pré-échantillonneur au voisinage des zones mortes.

On associe un poids moyen w_j à chacun des volumes d'argon liquide (leur détermination est faite grâce à la figure 3.9). Ceci permet de rendre compte de la variation de la réponse du pré-échantillonneur avec x (et donc avec ϕ). Ainsi, l'énergie qui n'est pas mesurée dans le pré-échantillonneur à cause des zones mortes est donnée par :

$$E_{perdue} = \sum_{j=1}^{40} (1 - w_j) E_j \quad (3.8)$$

Notons E_0 l'énergie déposée dans le pré-échantillonneur en dehors des volumes actifs. La fraction r d'énergie perdue dans le pré-échantillonneur à cause des zones mortes est alors donnée par :

$$r = \frac{E_{perdue}}{E_0 + \sum_{j=1}^{40} E_j} \quad (3.9)$$

Pour estimer r , des électrons ayant une énergie transverse de 5, 10 et 20 GeV ont été générés avec $\eta = 0.9$ et $0.088 \leq \phi \leq 0.108$ (ces valeurs correspondent à la zone morte du pré-échantillonneur centrée sur $\phi = 0.098$). Par souci de simplicité, on choisit de travailler avec un champ magnétique nul dans le détecteur interne. Bien entendu, ceci rend les simulations moins réalistes mais, comme le champ magnétique a tendance à élargir la taille des gerbes suivant ϕ , les valeurs de r déterminées ici correspondent à la situation la plus pessimiste. La variation avec ϕ de l'énergie collectée dans le pré-échantillonneur est indiquée sur la figure 3.11. Plus l'énergie transverse de l'électron incident est grande, moins les premières particules secondaires de la gerbe font de diffusions multiples et donc plus la perte relative d'énergie au voisinage des zones mortes est importante, à cause du faible développement transverse de la gerbe.

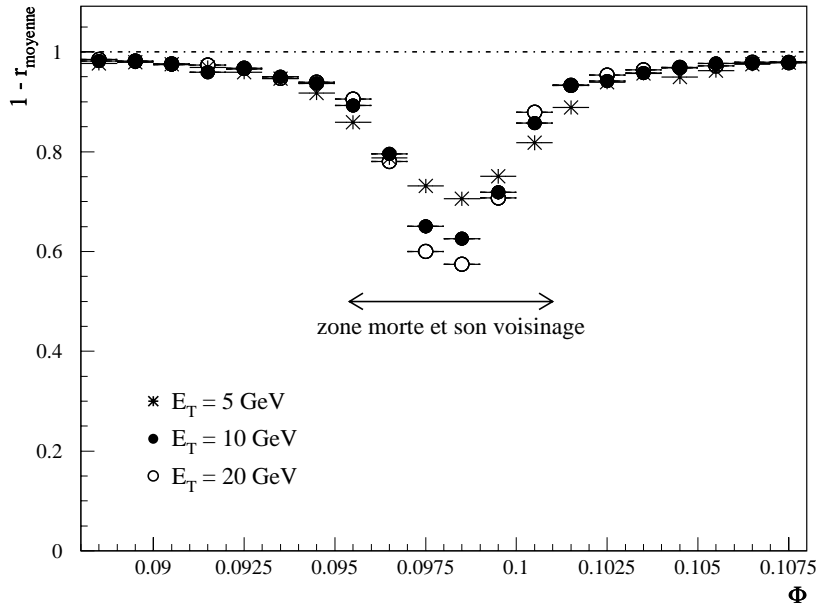


FIG. 3.11: Énergie moyenne collectée dans le pré-échantillonneur en fonction de ϕ au voisinage des zones mortes, en l'absence de champ magnétique dans le détecteur interne : des électrons ayant une énergie transverse E_T de 5, 10 et 20 GeV ont été générés avec $\eta = 0.9$ et avec $0.088 \leq \phi \leq 0.108$.

Étudions à présent l'impact des zones mortes sur l'énergie collectée dans tout le pré-échantillonneur. Pour ce faire, des électrons ayant une énergie transverse de 10 GeV ont été générés, avec $\eta = 0.9$ et $0 < \phi < 2\pi$ (cette fois, le champ magnétique du solénoïde est pris en compte). La valeur moyenne de r ainsi obtenue reste faible puisqu'elle vaut 1.3% seulement (voir figure 3.12).

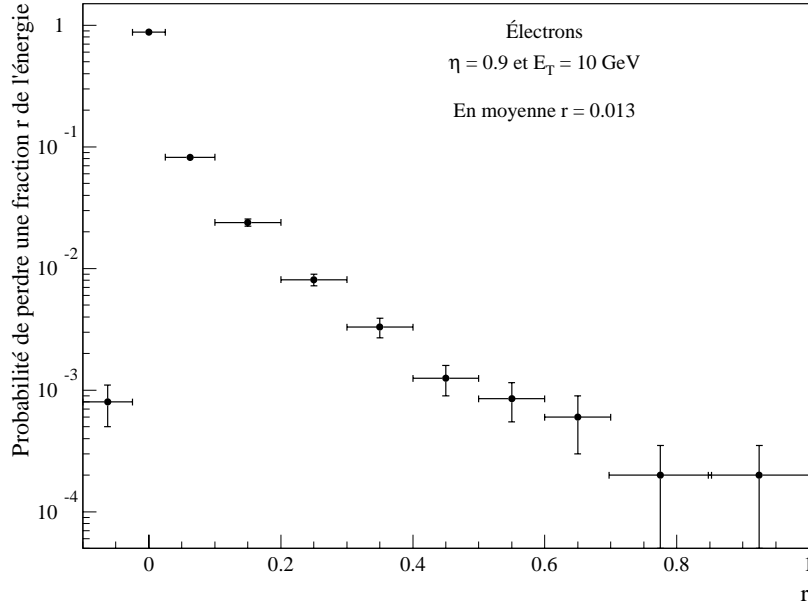


FIG. 3.12: Probabilités de perdre une fraction r de l'énergie du pré-échantillonneur à cause de ses zones mortes : des électrons ont été générés avec $E_T = 10$ GeV, $\eta = 0.9$ et $0 < \phi < 2\pi$. Si la gerbe électromagnétique se développe près de l'extrémité cuivrée de l'anode, où la collection des charges est maximale, alors r peut être négative.

Soulignons ici que c'est l'énergie mesurée dans tout l'étage de calorimétrie électromagnétique qui présente un intérêt physique. Comme nous allons le voir au paragraphe 3.3.4, le pré-échantillonneur joue un rôle important dès que les pertes d'énergie consécutives à la matière inerte placée en amont sont significatives. Dans ce cas, la gerbe électromagnétique s'est déjà bien développée quand elle rencontre le pré-échantillonneur. Les zones mortes de ce dernier ont donc un impact très limité sur la mesure de l'énergie dans le calorimètre électromagnétique : pour des électrons générés avec une énergie transverse $E_T = 10$ GeV et une pseudo-rapacité $\eta = 0.9$, elles induisent une perte moyenne de 0.1% seulement et la probabilité de perdre plus de 1% de l'énergie collectée dans tout l'étage de calorimétrie électromagnétique à cause des zones mortes du pré-échantillonneur ne vaut que 2×10^{-2} .

Dans la version officielle de DICE, la géométrie du pré-échantillonneur au voisinage des zones mortes est plus simple que ce que nous traitons ici. En effet, il n'y a qu'un volume supplémentaire d'argon liquide et on suppose qu'aucune charge n'y est collectée. La perte d'énergie moyenne $\langle r \rangle$ dans le pré-échantillonneur dépend alors de l'épaisseur de ce volume mort unique, comme indiqué par la figure 3.13. En fixant celle-ci à 3.6 mm, on retrouve les mêmes résultats qu'en travaillant avec 80 volumes actifs pour lesquels la collection des charges dépend du volume considéré. C'est donc cette géométrie qui a été implémentée dans GEANT afin de pouvoir y simuler l'effet des zones mortes du pré-échantillonneur.

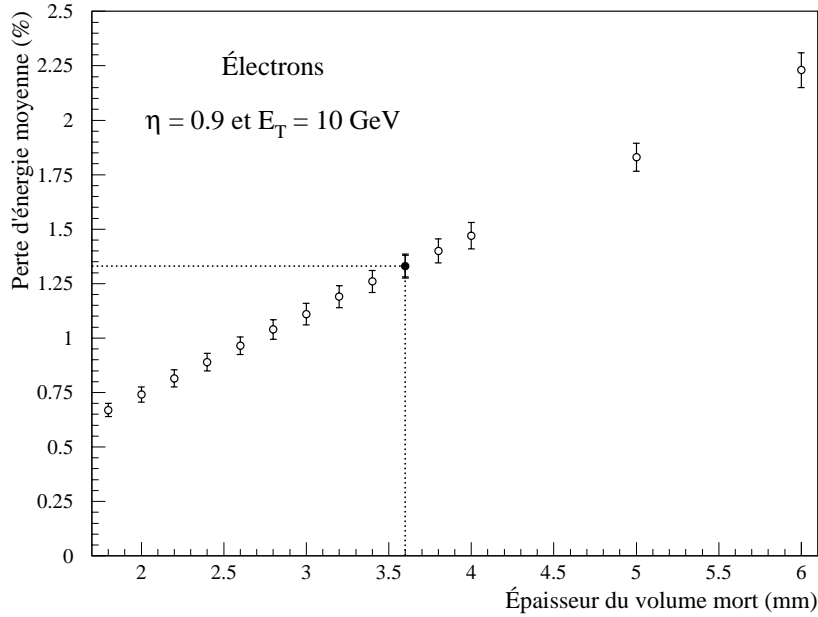


FIG. 3.13: Perte d'énergie moyenne r pour le pré-échantillonneur en fonction de l'épaisseur du volume inactif qui en simule les zones mortes.

3.3 Simulation et optimisation des performances du pré-échantillonneur au sein du détecteur ATLAS

Dans ce paragraphe, on se propose d'étudier les performances du pré-échantillonneur dans ATLAS. Dans un premier temps, la géométrie du détecteur et le développement des gerbes électromagnétiques sont simulés grâce au programme GEANT. Puis, connaissant la quantité d'énergie déposée dans chaque cellule élémentaire du détecteur, on reconstruit

complètement un événement grâce au programme ATRECON [60]. Celui-ci permet de regrouper des cellules dans les différents compartiments du calorimètre électromagnétique afin d’obtenir, par exemple, l’énergie et la position d’une matrice de cellules ayant une taille donnée. Les informations disponibles en sortie d’ATRECON sont utilisées dans des analyses ultérieures ayant pour but d’optimiser les performances de l’étage de calorimétrie d’ATLAS, et en particulier de son pré-échantillonneur. Mais, avant d’en arriver là, une connaissance précise du bruit électronique et du bruit d’empilement est nécessaire.

3.3.1 Le bruit électronique dans le pré-échantillonneur

Dans le pré-échantillonneur, comme dans le reste du calorimètre électromagnétique, le bruit électronique est dominé par la contribution des pré-amplificateurs. Pour des raisons liées à la dissipation de chaleur, à la fiabilité et à l’accessibilité en cas de réparation, les pré-amplificateurs sont situés à l’extérieur du cryostat du tonneau, à l’extrémité d’un câble ayant une impédance caractéristique de $50\ \Omega$. Une telle solution est dénommée ØT (pour zéro transistor dans le cryostat). Le temps caractéristique τ_d associé au signal lu par les pré-amplificateurs dépend uniquement de la capacité C_d de la cellule de détection et de l’impédance R_0 du câble de transmission ($\tau_d = R_0 C_d$).

Les performances obtenues sur le bruit électronique sont souvent définies en terme de ENI (Equivalent Noise Current). Cette variable (exprimée en nA) est égale au courant d’entrée qui produit un signal de sortie dont le maximum est égal à la dispersion observée pour le bruit. Pour les pré-amplificateurs qui ont été retenus, sa paramétrisation est la suivante [61] :

$$\text{ENI}^2 = \frac{A}{t_p^5} + \frac{B}{t_p^3} + \frac{C}{t_p} \quad (3.10)$$

Ici, t_p est le temps de montée de la réponse bipolaire au signal triangulaire entre 5% et 100% de l’amplitude maximale. Sa valeur est directement liée à l’allure du signal recueilli en sortie des formeurs et, par conséquent, elle dépend essentiellement de τ_d et τ . Le tableau 3.2 donne les valeurs obtenues pour les coefficients A, B et C dans le cas des pré-amplificateurs ØT $50\ \Omega$, avec deux capacités C_d différentes. Les connaissant, il est possible de calculer A, B et C par interpolation pour d’autres valeurs de C_d .

C_d	A	B	C
150 pF	-	0.5×10^8	6×10^4
390 pF	0.06×10^{12}	2×10^8	7×10^4

TAB. 3.2: Valeurs des coefficients utilisés pour calculer le bruit électronique en ENI dans l’équation (3.10).

Une autre façon de rendre compte du bruit de la chaîne d'électronique est d'utiliser la variable ENE (Equivalent Noise Energy). Celle-ci est directement proportionnelle à ENI mais elle est exprimée en MeV, ce qui est plus parlant quand on veut étudier l'influence du bruit sur la mesure de l'énergie. La création d'une paire ion-électron dans l'argon liquide nécessite un apport d'énergie valant $W = 23.6$ eV [62]. Le facteur de conversion entre ENI et ENE est donc donné par :

$$k = \frac{e}{W \times t_d} = 16.1 \text{ nA/MeV} \quad (3.11)$$

Le tableau 3.3 donne les valeurs de C_d , t_p , ENI et ENE pour chacun des huit modules qui constituent un secteur du pré-échantillonneur, quand le temps caractéristique des formeurs est $\tau = 15$ ns.

Module	1	2	3	4	5	6	7	8
C_d (en pF)	160	169	189	210	223	263	341	384
t_p (en ns)	31.7	32.1	32.8	33.6	34.0	35.3	37.6	38.7
ENI (en nA)	61.3	62.0	63.7	65.3	66.2	69.0	73.9	76.3
ENE (en MeV)	3.80	3.84	3.95	4.05	4.10	4.27	4.58	4.73

TAB. 3.3: Capacité des cellules de détection, temps de montée de 5% à 100% et bruit électronique (en courant et en énergie) pour chaque module du pré-échantillonneur d'ATLAS, quand le temps caractéristique des formeurs est $\tau = 15$ ns.

Quand τ augmente, il en va de même pour t_p et on observe donc une diminution du bruit électronique. Cependant, il n'est pas envisageable d'utiliser des formeurs ayant un temps caractéristique trop grand car, comme nous allons le voir au paragraphe suivant, le bruit d'empilement augmente avec le temps d'intégration des signaux.

3.3.2 Le bruit d'empilement dans le pré-échantillonneur

Au LHC, la section efficace des collisions inélastiques non diffractives vaut environ 70 mb [63], si bien que le nombre moyen d'événements à biais minimum produits à chaque croisement des faisceaux de protons vaut 23 à haute luminosité. En moyenne, chaque événement à biais minimum donne naissance à 7.5 (respectivement 9.1) particules chargées (respectivement neutres) par unité de rapidité [64] : dans la région où $|\eta| < 5$, on attend donc 1900 particules secondaires chargées et 1600 particules secondaires neutres à chaque croisement des faisceaux de protons. Une étude détaillée des processus d'empilement a été réalisée au sein de la collaboration ATLAS. Les événements à biais minimum ont été générés en utilisant le programme PYTHIA 5.7 [65] et leurs effets ont été étudiés dans

les divers sous-détecteurs grâce à des simulations qui utilisent le code GEANT. Dans ce paragraphe, nous allons plus spécifiquement nous intéresser aux résultats obtenus dans le pré-échantillonneur.

Les effets de l'empilement sont calculés en sommant, au pic du signal, les amplitudes des signaux qui sont engendrés par les événements à biais minimum produits dans les croisements de faisceaux qui entourent ou correspondent à celui de la particule dont on cherche à mesurer l'énergie. Si on note $g(t)$ la forme temporelle du signal, normalisée par rapport à l'amplitude au maximum, alors la valeur de l'énergie d'empilement vaut :

$$E_{empil} = \sum_{k=1}^{N_{échan}} g(t_k) \cdot \sum_{j=1}^{N_k} E_j \quad (3.12)$$

Pour chaque échantillon temporel t_k , les énergies d'un lot de N_k événements à biais minimum sont sommées et multipliées par le poids $g(t_k)$. Ici, N_k est le résultat d'un tirage aléatoire sur une distribution de Poisson de moyenne 23. Quant à $N_{échan}$, c'est le nombre d'échantillons pour lesquels $g(t)$ est non-nulle (pour des temps de dérive des charges qui sont voisins de 420 ns, il y a une vingtaine d'échantillons à considérer).

De plus, pour un signal bipolaire, on a la relation suivante :

$$\sum_{k=1}^{N_{échan}} g(t_k) = 0 \quad (3.13)$$

Selon le théorème de Campbell, les effets liés à l'empilement des événements à biais minimum peuvent être traités comme un bruit électronique de valeur moyenne nulle et dont la dispersion est égale à [66] :

$$\sigma_{empil}^2 = \sigma_E^2 \times \frac{I_{empil}}{T_c} \quad (3.14)$$

– σ_E est la variance de l'énergie déposée par les événements à biais minimum dans une matrice de cellules de taille donnée, pour une position fixée dans le plan $(\eta; \phi)$, à chaque croisement des faisceaux de protons.

– $\frac{I_{empil}}{T_c}$ est l'intégrale d'empilement définie par :

$$\frac{I_{empil}}{T_c} = \frac{1}{T_c} \int_{-\infty}^{+\infty} g^2(t) dt = \sum_{k=1}^{N_{échan}} g^2(t_k) \quad (3.15)$$

Pour des valeurs de τ très inférieures à t_d , on constate que l'intégrale d'empilement est une fonction linéaire croissante du temps caractéristique des formeurs, avec une pente

de 0.12 pour les huit modules du pré-échantillonneur : le bruit d'empilement est donc d'autant plus important que le temps d'intégration des signaux est grand.

La figure 3.14 présente la distribution de l'énergie d'empilement E_{empil} dans une cellule du pré-échantillonneur située à $\eta = 1.1$ (comme prévu, le spectre obtenu a une valeur moyenne nulle). La figure 3.14 montre aussi comment le bruit d'empilement σ_{empil} varie avec la pseudo-rapidity η et avec le nombre N de cellules considérées. En général, on choisit d'utiliser seulement 98% des événements simulés pour le calcul de σ_{empil} : pour ce faire, on rejette les 2% d'événements qui déposent une trop grande quantité d'énergie afin de ne pas biaiser le calcul de l'écart-type avec les queues des distributions, dont la simulation est assez mal maîtrisée.

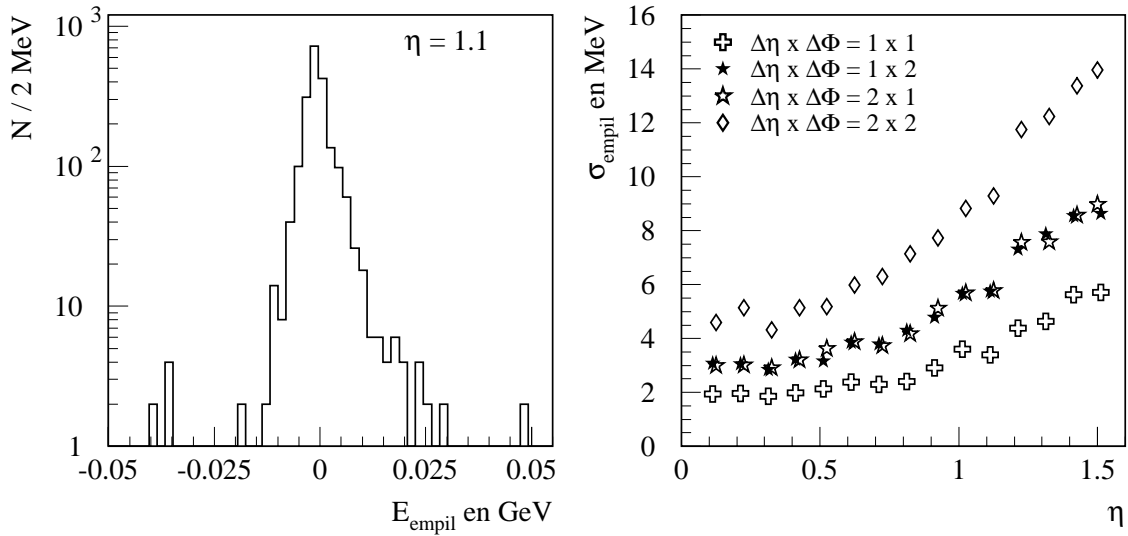


FIG. 3.14: Spectre en énergie des événements à biais minimum dans une cellule du pré-échantillonneur et variations du bruit d'empilement avec η et avec le nombre de cellules considérées (le temps caractéristique des formeurs vaut 15 ns).

En première approximation, l'énergie d'empilement déposée dans la partie active de chaque cellule du pré-échantillonneur ne dépend que de l'épaisseur de cette dernière. Par conséquent, elle est inversement proportionnelle à $\sin\theta$ et donc proportionnelle à $ch\eta$. De ce fait, il est normal de constater que σ_{empil} augmente avec η , d'autant plus que I_{empil} est aussi une fonction croissante de cette variable.

S'il n'y avait aucune corrélation entre les énergies déposées par les événements à biais minimum dans les cellules du pré-échantillonneur, σ_{empil} serait proportionnelle à \sqrt{N} . Au contraire, si les corrélations entre cellules étaient maximales, σ_{empil} serait proportionnelle à N . Ici, nous nous trouvons dans une situation intermédiaire. La dépendance du bruit d'empilement avec le nombre N de cellules utilisées est de la forme $c_0(\Delta\eta \times \Delta\phi)^{c_1}$ avec des valeurs de c_1 comprises entre 0.6 et 0.7 : il existe donc des corrélations entre les énergies d'empilement recueillies dans des cellules du pré-échantillonneur qui sont voisines (il en va de même pour le calorimètre électromagnétique [64]). Selon les références [66] et [67], il semble que ce soit essentiellement la production de jets hadroniques dans les événements à biais minimum qui soit à l'origine de ces corrélations.

3.3.3 Étude de l'influence du temps caractéristique des formeurs sur le bruit total dans le pré-échantillonneur

Comme nous l'avons vu dans les deux paragraphes précédents, le temps caractéristique des formeurs n'a pas la même influence sur le bruit électronique et sur le bruit d'empilement. En effet, un accroissement de τ induit à la fois une diminution de σ_{elec} et une augmentation de σ_{empil} . Il existe donc une valeur optimale de τ qui permet de minimiser le bruit total. La figure 3.15 illustre parfaitement ce résultat pour deux positions en η .

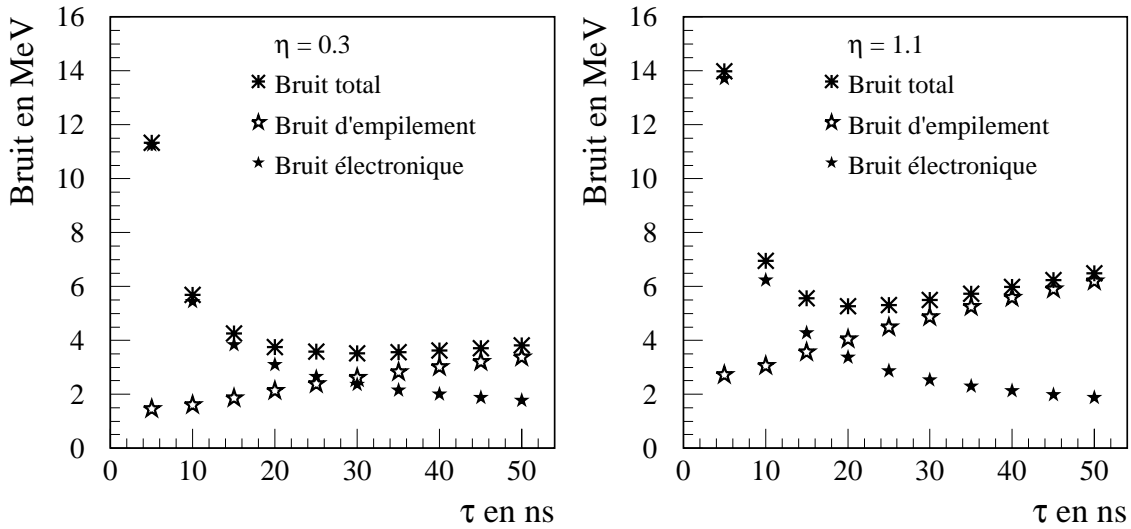


FIG. 3.15: Variation du bruit total dans le pré-échantillonneur avec le temps caractéristique des formeurs, pour $\eta = 0.3$ et $\eta = 1.1$: une seule cellule a été utilisée et le bruit d'empilement a été calculé en supposant que le LHC fonctionne à haute luminosité.

La valeur optimale de τ diminue à mesure que $|\eta|$ augmente (voir tableau 3.4). En effet, comme l'accroissement avec $|\eta|$ du bruit d'empilement est plus important que celui du bruit électronique, il faut abaisser $\tau_{optimal}$ pour compenser cette différence de comportement entre les deux composantes du bruit total.

$ \eta $	0.1	0.3	0.5	0.7	0.9	1.1	1.3	1.5
$\tau_{optimal}$ (en ns)	29	29	28	28	24	22	19	17

TAB. 3.4: Variation avec η de la valeur optimale du temps caractéristique des formeurs du pré-échantillonneur.

Jusqu'ici, les calculs ont été effectués en ne considérant qu'une cellule dans le pré-échantillonneur. Notons toutefois que, comme le bruit d'empilement varie plus vite que \sqrt{N} , la valeur optimale de τ diminue au fur et à mesure qu'on augmente le nombre de cellules prises en compte : par exemple, quand on considère une matrice de détection de quatre cellules, $\tau_{optimal}$ vaut 27 ns (respectivement 18 ns) quand on se place à $\eta = 0.3$ (respectivement $\eta = 1.1$).

Dans toute la suite de cette étude, on travaillera avec une seule valeur de τ , égale à 15 ns [68]. En effet, par souci de simplicité, la communauté Argon Liquide d'ATLAS a choisi d'utiliser la même chaîne d'électronique pour toutes les cellules du calorimètre électromagnétique et du pré-échantillonneur. La valeur de τ utilisée ici a été déterminée en minimisant le bruit total attendu à haute luminosité dans les cellules du calorimètre électromagnétique, qui sont les plus nombreuses et qui donnent lieu aux dépôts d'énergie les plus importants.

3.3.4 Étude des performances du pré-échantillonneur

a) Étalonnage du pré-échantillonneur et du calorimètre électromagnétique

Avant d'entreprendre l'étude des performances du pré-échantillonneur et du calorimètre électromagnétique, il faut déterminer un jeu de coefficients qui permet de reconstruire l'énergie d'une particule incidente à partir des énergies déposées dans toutes les parties actives de l'étage de calorimétrie électromagnétique.

Si on note respectivement E_0 , E_1 , E_2 et E_3 les énergies qui sont recueillies dans le pré-échantillonneur et dans les trois compartiments du calorimètre électromagnétique, alors l'énergie totale déposée s'écrit :

$$E_{tot} = \alpha \times (\beta E_0 + \sum_{i=1}^3 E_i) \quad (3.16)$$

Le coefficient β est le poids associé à l'énergie recueillie dans le pré-échantillonneur. Son optimisation est réalisée en travaillant avec un bruit total nul et en fixant $\alpha = 1$. Pour chaque valeur de β , on calcule la résolution en énergie de l'étage de calorimétrie électromagnétique. En approximant la courbe obtenue par une parabole, on détermine la valeur de β qui minimise la résolution en énergie (voir figure 3.16 à gauche). Cette procédure a été appliquée pour des électrons et des photons ayant une énergie transverse de 20 et 50 GeV, pour six positions différentes en η (voir figure 3.16 à droite).

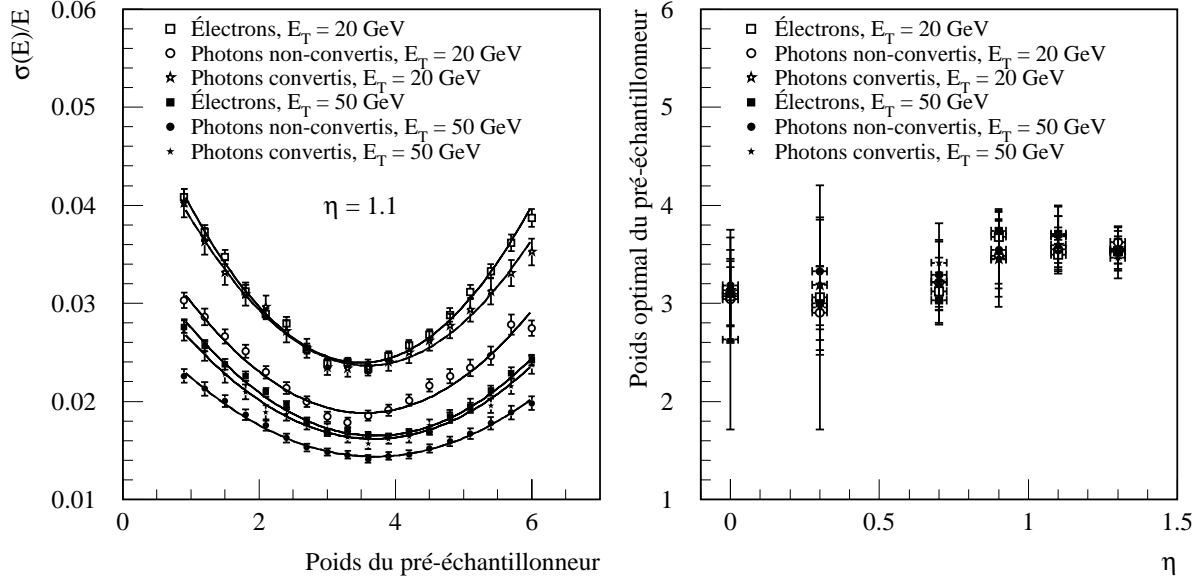


FIG. 3.16: Variations de la résolution en énergie du calorimètre électromagnétique avec le poids associé au pré-échantillonneur à $\eta = 1.1$ (figure de gauche) et variations du poids optimal pour le pré-échantillonneur avec la position de l'électron ou du photon incident (figure de droite).

Dans toute la suite de cette étude, on utilisera la même valeur de β pour les électrons et les photons. Celle-ci vaudra 3.2 quand $|\eta| < 0.8$ et 3.7 quand $0.8 < |\eta| < 1.4$. Notons que, pour les faibles valeurs de η , les barres d'erreur associées à $\beta_{optimal}$ sont particulièrement importantes : ceci indique que le pré-échantillonneur a une influence relativement faible sur la résolution en énergie du calorimètre électromagnétique quand il y a peu de matière inerte en amont.

Maintenant que les valeurs optimales de β sont déterminées, on peut s'intéresser au coefficient α . Celui-ci est ajusté pour que la valeur moyenne de E_{tot} soit égale à l'énergie de la particule incidente. La figure 3.17 montre que la valeur de α dépend très peu de

la nature et de l'énergie de la particule incidente. Comme dans le cas du poids du pré-échantillonneur, on fera une distinction entre la région $|\eta| < 0.8$ et la région $0.8 < |\eta| < 1.4$ (rappelons que l'épaisseur des couches de plomb du calorimètre électromagnétique passe de 1.5 mm à 1.1 mm quand $|\eta| = 0.8$). Par la suite, le facteur d'étalonnage global sera fixé à :

- $\alpha = 5.47 + 0.22|\eta|$ quand $|\eta| < 0.8$.
- $\alpha = 4.48 + 0.28|\eta|$ quand $0.8 < |\eta| < 1.4$.

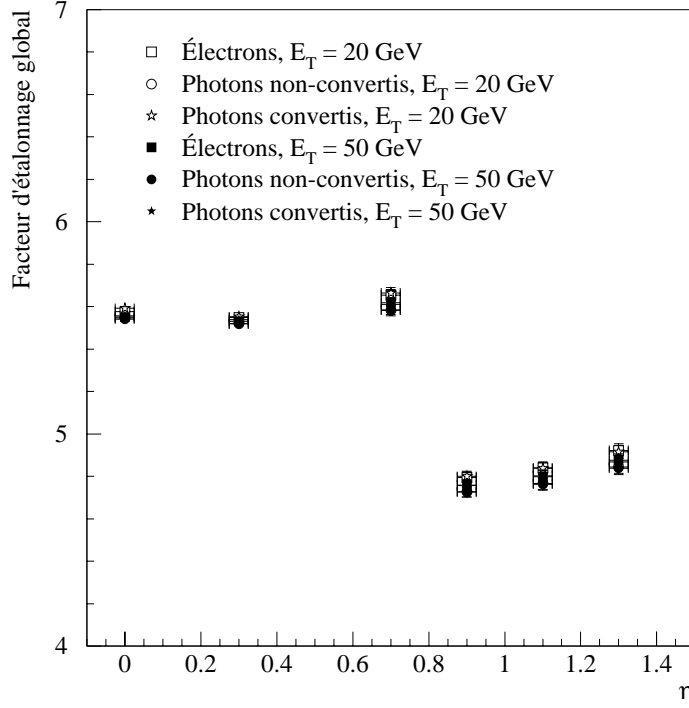


FIG. 3.17: Variation avec η du facteur d'étalonnage global pour l'étage de calorimétrie électromagnétique d'ATLAS.

Les variations du produit $\alpha\beta$ avec la pseudo-rapacité sont très faibles : en effet, $\alpha\beta$ reste voisin de 18 quelle que soit la valeur de η . Ceci traduit le fait que l'épaisseur d'argon liquide actif dans le pré-échantillonneur augmente approximativement comme la quantité de matière inerte dans laquelle les électrons ou les photons perdent de l'énergie (notons que celle-ci se trouve non seulement en amont du pré-échantillonneur mais également entre le pré-échantillonneur et le calorimètre électromagnétique).

b) Optimisation de la taille des matrices de détection

La résolution en énergie de l'étage de calorimétrie électromagnétique dépend fortement du nombre de cellules utilisées pour reconstruire les électrons et les photons incidents. En effet, si on veut contenir au mieux les gerbes électromagnétiques, on a intérêt à mesurer leur énergie dans une matrice de grande taille. Mais, si on veut limiter les contributions du bruit électronique et du bruit d'empilement, il ne faut pas non plus utiliser un trop grand nombre de cellules.

Dans le calorimètre électromagnétique, la taille des matrices de détection dépend non seulement du compartiment considéré, mais également de la nature et de l'énergie de la particule incidente [44] :

Particule incidente	Électron et photon converti	Photon non-converti
Compartiment 1		
$\Delta\eta \times \Delta\phi$ en nombres de cellules élémentaires	15×2 si $ \eta < 0.5$	15×1.5 si $ \eta < 0.5$
	17×2 si $0.5 < \eta < 1.0$	17×1.5 si $0.5 < \eta < 1.0$
	19×2 si $1.0 < \eta < 1.4$	19×1.5 si $1.0 < \eta < 1.4$
Compartiment 2		
$\Delta\eta \times \Delta\phi$ en nombres de cellules élémentaires	3×7 si $E < 100$ GeV	3×5 si $E < 100$ GeV
	5×5 si $E > 100$ GeV	5×5 si $E > 100$ GeV
Compartiment 3		
$\Delta\eta \times \Delta\phi$ en nombres de cellules élémentaires	2×3 si $E < 100$ GeV	2×3 si $E < 100$ GeV
	3×5 si $E > 100$ GeV	3×5 si $E > 100$ GeV

TAB. 3.5: Tailles optimales pour les matrices de détection dans le calorimètre électromagnétique central d'ATLAS. Quand $\Delta\phi$ vaut 1.5, on utilise $\Delta\phi = 1$ si le barycentre de la gerbe est plus proche du centre de la cellule que de ses bords et $\Delta\phi = 2$ si c'est le contraire.

Dans le pré-échantillonneur, les tailles choisies pour les matrices de détection sont les suivantes :

- $\Delta\eta \times \Delta\phi = 2 \times 1.5$ pour des électrons ou des photons convertis.
- $\Delta\eta \times \Delta\phi = 2 \times 1$ pour des photons non-convertis.

La figure 3.18 illustre ce résultat pour des particules incidentes ayant une énergie transverse égale à 20 GeV.

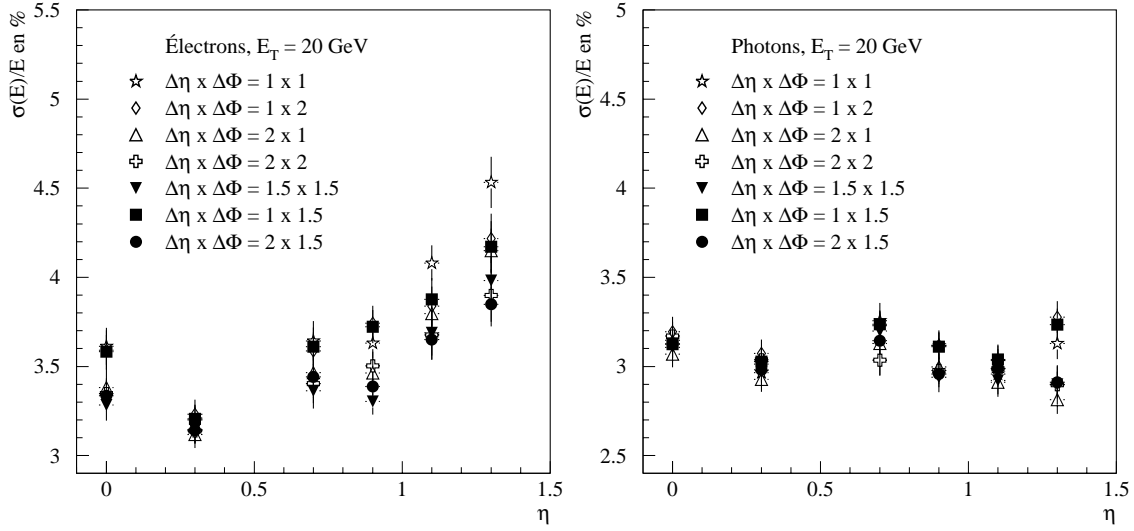


FIG. 3.18: Variation de la résolution en énergie du calorimètre électromagnétique avec la taille de la matrice de détection dans le pré-échantillonneur, pour des électrons et des photons ayant une énergie transverse égale à 20 GeV.

c) Influence de la matière sur les performances du pré-échantillonneur

La comportement du pré-échantillonneur dépend beaucoup de la quantité de matière qui se trouve en amont, et donc de la pseudo-rapidity η . Les électrons ou les photons qui sont produits au voisinage de $\eta = 0$ traversent assez peu de matière avant d'atteindre le pré-échantillonneur. Par conséquent, le nombre de particules secondaires qui déposent de l'énergie dans ce dernier par ionisation de l'argon liquide demeure assez faible, car la gerbe électromagnétique s'est relativement peu développée. En revanche, quand on se place vers l'extrémité du tonneau, la quantité de matière traversée par les électrons ou les photons est bien plus importante. L'amorçage des gerbes électromagnétiques se fait donc très en amont du pré-échantillonneur et, par conséquent, le nombre de particules secondaires qui vont y interagir est élevé : la fraction de l'énergie incidente récoltée dans le pré-échantillonneur est donc bien plus importante.

Le comportement du pré-échantillonneur dépend aussi fortement de l'énergie de la particule incidente. En effet, plus cette dernière est grande, plus le développement de la gerbe électromagnétique est étalé longitudinalement et donc plus la fraction de l'énergie incidente déposée dans le pré-échantillonneur est faible.

La figure 3.19 illustre parfaitement ces deux résultats : elle montre clairement que la réponse du pré-échantillonneur est d'autant plus importante que la pseudo-rapidity η est grande et que l'énergie de la particule incidente E_{inc} est faible.

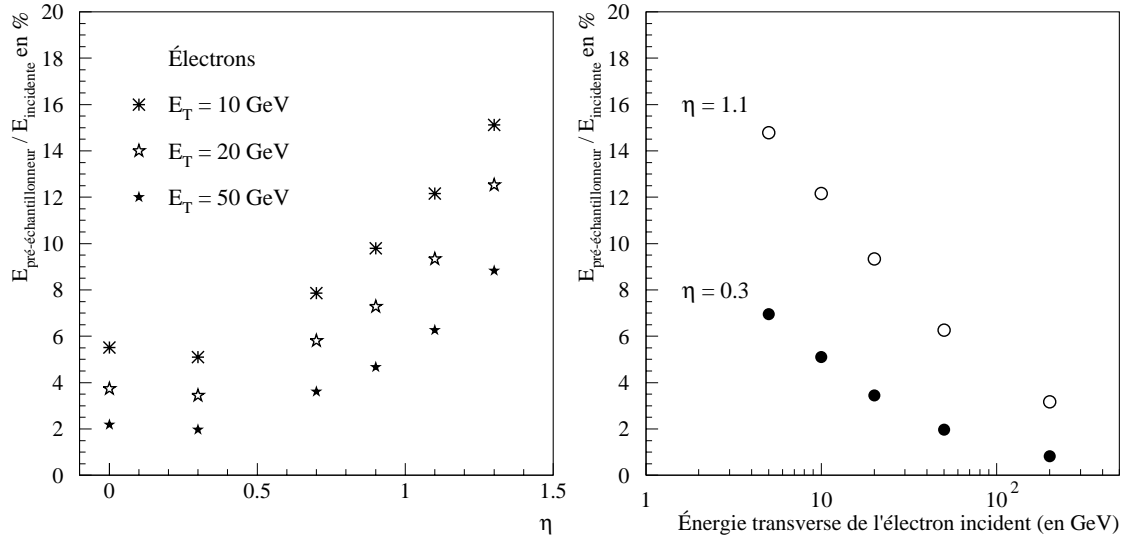


FIG. 3.19: Variations avec η et E_{inc} de la fraction de l'énergie incidente qui est récoltée dans le pré-échantillonneur (seul le cas des électrons a été traité sur les figures ci-dessus mais des résultats analogues sont obtenus avec les photons).

Intéressons-nous de nouveau à l'impact du pré-échantillonneur sur la résolution en énergie de l'étage de calorimétrie électromagnétique d'ATLAS. À partir de maintenant, le bruit électronique et le bruit d'empilement sont artificiellement mis à zéro dans les programmes de simulation et nous choisissons d'inclure le terme constant c dans le terme d'échantillonnage a . La résolution en énergie s'écrit donc de la façon suivante :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{a'}{\sqrt{E}} \quad (3.17)$$

Le nouveau terme d'échantillonnage a' est calculé de la manière suivante. Notons E_{tot} et E_{inc} l'énergie mesurée dans l'étage de calorimétrie électromagnétique et l'énergie de la particule incidente. Si σ est l'écart-type de la distribution gaussienne de moyenne égale à 1 associée à la variable E_{tot}/E_{inc} , alors a' vaut tout simplement $\sigma \times \sqrt{E_{inc}}$. Une telle méthode permet de tenir compte des variations de E_{inc} dans le calcul de la résolution en énergie du calorimètre électromagnétique (les tirages des électrons incidents sont réalisés à E_T constante, mais avec une dispersion de 0.025 sur la valeur de η).

La figure 3.20 montre comment a' varie avec η , pour des électrons incidents ayant une énergie transverse de 20 ou 50 GeV, dans deux situations différentes. Dans le premier cas, a' est calculé sans prendre en compte le pré-échantillonneur et en pondérant d'une façon différente l'énergie recueillie dans le premier compartiment et celles recueillies dans les deux autres compartiments, afin de minimiser la résolution en énergie du calorimètre. Dans le second cas, a' est calculé en prenant en compte le pré-échantillonneur et en pondérant de la même façon les énergies récoltées dans les trois compartiments du calorimètre.

On constate alors que le gain sur la résolution en énergie est bien plus important quand on utilise le pré-échantillonneur que quand on pondère de façon optimale l'énergie mesurée dans le premier compartiment du calorimètre. Il est également d'autant plus important que l'épaisseur de matière traversée par les électrons incidents est grande. Par exemple, pour des électrons ayant une énergie transverse de 20 GeV, le pré-échantillonneur permet une amélioration du terme d'échantillonnage voisine de 20% (respectivement 40%) quand $\eta = 0.3$ (respectivement $\eta = 1.1$). Toute cette étude illustre parfaitement le rôle joué par le pré-échantillonneur quand il s'agit de compenser les pertes d'énergie dans la matière présente en amont du calorimètre électromagnétique.

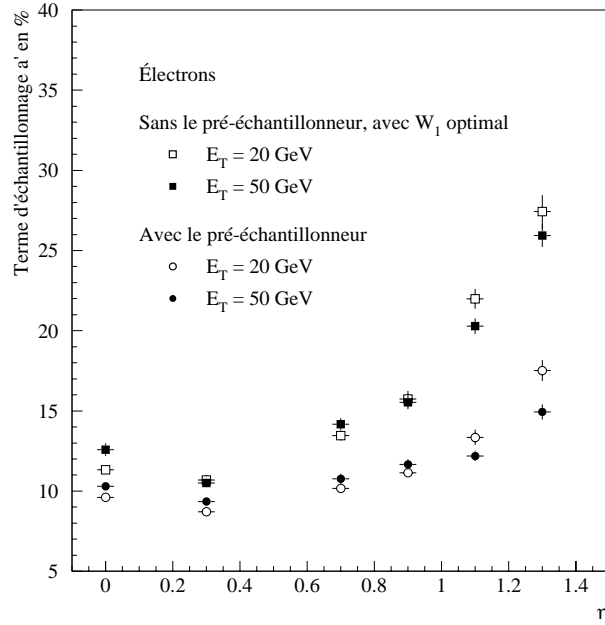


FIG. 3.20: Variations avec η du terme d'échantillonnage dans la résolution en énergie de l'étage de calorimétrie électromagnétique d'ATLAS, avec et sans le pré-échantillonneur.

3.4 Étude des performances du pré-échantillonneur lors du test en faisceau de 1997 au CERN

En Octobre et Novembre 1997, un module complet du pré-échantillonneur a été testé au CERN, sur la ligne de faisceau H8 du SPS. Ce paragraphe décrit les conditions de l'expérience, ainsi que les informations qu'elle a permis de recueillir sur le fonctionnement du pré-échantillonneur.

3.4.1 Description des conditions expérimentales

Le module du pré-échantillonneur testé pendant l'automne 1997 est de type 3. Il a été placé juste devant une partie du calorimètre électromagnétique qui avait été mis sous faisceau en 1996 [69]. Ce dernier couvre la région $0 < \eta < 0.216$ et s'étend sur 9° dans la direction ϕ , mais sa partie câblée ne correspond qu'à 6×4 cellules dans le plan $(\eta; \phi)$. Pour pouvoir insérer le calorimètre dans le cryostat à argon liquide, il a fallu le faire tourner de 90° par rapport à sa position normale : la direction η est verticale dans le calorimètre, alors qu'elle est horizontale dans le pré-échantillonneur (voir figure 3.21).

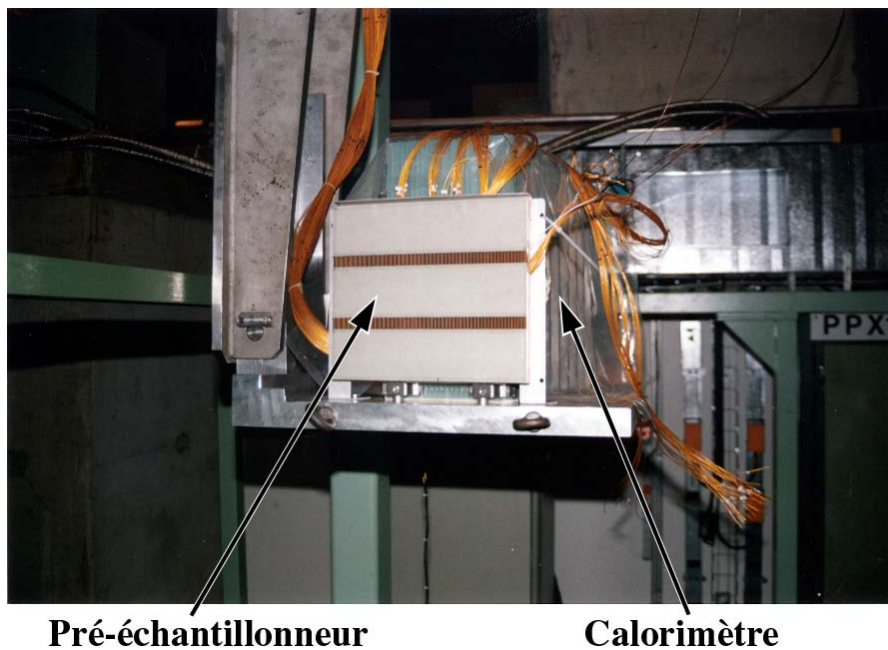


FIG. 3.21: Photographie du module du pré-échantillonneur et du calorimètre électromagnétique qui ont été testés en faisceau au CERN en 1997, avant leur insertion dans le cryostat à argon liquide.

L'électronique de lecture des signaux est équivalente à celle d'ATLAS jusqu'au niveau des formeurs (voir paragraphe 3.1.2). Les pré-amplificateurs, suivis de filtres bipolaires ayant un temps caractéristique de 15 ns, sont placés à l'extérieur du cryostat. Les signaux lus en sortie des formeurs sont échantillonnés à une fréquence de 40 MHz puis numérisés par des convertisseurs analogiques numériques (ADC) de 12 bits, afin d'être analysés ultérieurement. Les formeurs ont deux modes de fonctionnement possibles (haut gain et bas gain), afin de couvrir toute la gamme d'énergie des électrons du SPS, de 20 à 200 GeV. Toutefois, l'amplification qui a été utilisée en mode bas gain lors de ce test en faisceau était bien plus importante que celle qui sera utilisée dans ATLAS. Ceci a conduit à la saturation des cellules de détection du calorimètre pour une bonne partie des données : seules celles prises avec un faisceau d'électrons de 100 GeV et des formeurs fonctionnant en bas gain sont analysées ici. Le système d'acquisition décrit précédemment est déclenché par deux scintillateurs placés à environ un mètre du cryostat. Les parois de ce dernier ont une épaisseur de $0.7 X_0$. Des plaques de plomb peuvent être disposées juste après les scintillateurs, afin de simuler diverses quantités de matière en amont du pré-échantillonneur.

3.4.2 Mesure des piédestaux et étalonnage du détecteur

L'étalonnage du calorimètre et du pré-échantillonneur est effectué régulièrement pendant les périodes de prises de données. En général, il est précédé par des prises de données spéciales ayant pour but de déterminer les valeurs des piédestaux. Ceux-ci correspondent à l'amplitude du signal à la sortie des ADC quand rien n'est injecté dans les cellules de détection. Les informations qui sont recueillies sont stockées dans une base de données, afin d'être relues pendant l'analyse des données d'étalonnage. L'étude des fluctuations statistiques des piédestaux permettent également de mesurer le bruit électronique.

Pour étalonner le détecteur, on lui envoie une impulsion de courant ayant une forme à peu près triangulaire (en réalité, il s'agit d'une exponentielle ayant une constante de temps voisine de t_d). L'amplitude de ce signal est fixée par un convertisseur numérique analogique (DAC) de 17 bits. La figure 3.22 présente le schéma électronique du système d'étalonnage du pré-échantillonneur. Quant à la figure 3.23, elle montre une visualisation à l'oscilloscope du signal d'étalonnage et de la réponse d'une cellule du pré-échantillonneur. À l'entrée de chaque carte mère, la tension injectée peut être comprise entre 0 et 5 V. Comme l'impédance d'entrée vaut 50Ω , l'amplitude du courant injecté vaut $0.76 \mu\text{A}$ par coup de DAC. Ce signal est ensuite réparti sur 16 voies. Comme la résistance équivalente du système d'étalonnage vaut $33.4 \text{ k}\Omega$, chaque cellule de détection reçoit 0.15% du courant qui circule dans la voie d'étalonnage : chaque coup de DAC correspond donc à un courant d'injection de 1.14 nA dans chaque cellule du pré-échantillonneur.

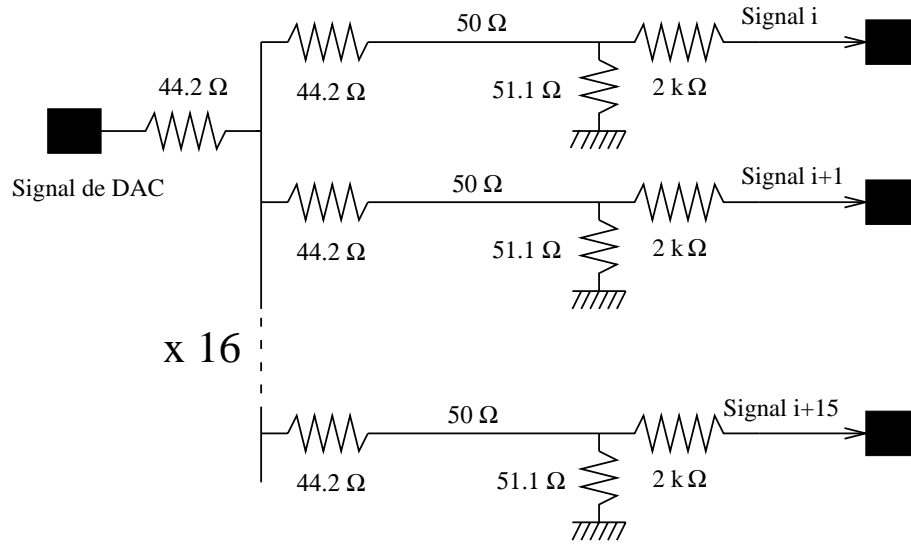


FIG. 3.22: Schéma électronique du système d'étalonnage du pré-échantillonneur.

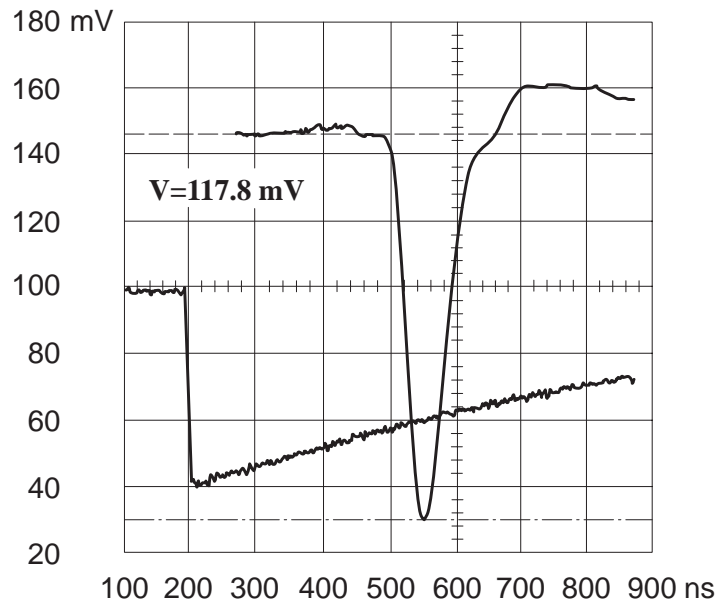


FIG. 3.23: Visualisation à l'oscilloscope du signal d'étalonnage et de la réponse d'une cellule du pré-échantillonneur.

L'étalonnage permet de mesurer par voie une correspondance entre le signal mesuré par les ADC en sortie des cellules et celui qui y est injecté par le DAC. Une droite est utilisée pour ajuster les valeurs fournies par le DAC sur les valeurs mesurées par les ADC en sortie des cellules du pré-échantillonneur, comme indiqué par la figure 3.24 (dans le cas du calorimètre, c'est un polynôme de degré 3 qui est utilisé pour cet ajustement). Ainsi, pour chaque cellule i du pré-échantillonneur, on a :

$$\text{DAC}_i = \alpha_i (\text{ADC}_i - \text{ped}_i) \quad (3.18)$$

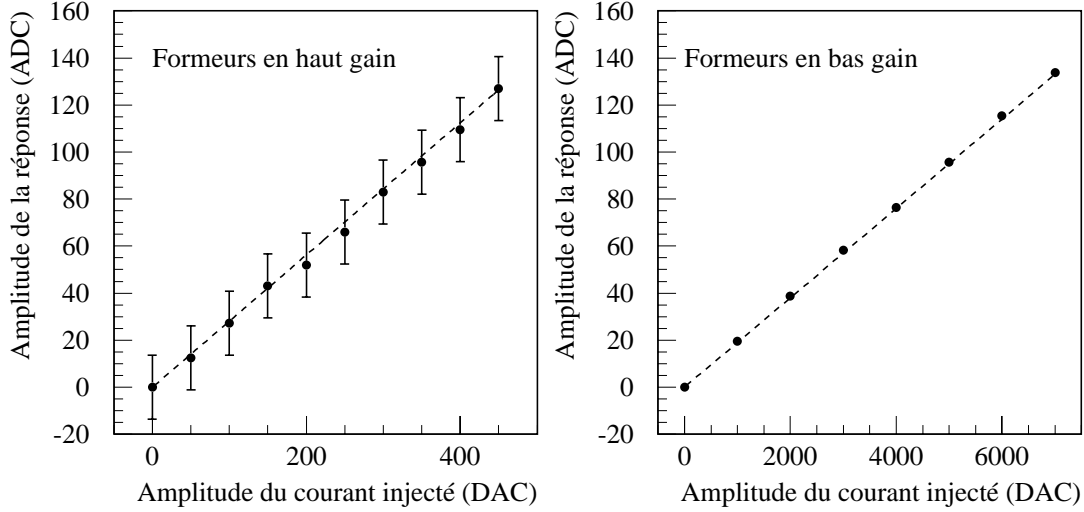


FIG. 3.24: Réponses d'une cellule du pré-échantillonneur à des impulsions de courant injectées avec diverses amplitudes pour les deux modes de fonctionnement des formeurs. Si une voie est morte, son gain α_i est artificiellement mis à zéro.

Connaissant les gains α_i et les fluctuations des piédestaux $\sigma(\text{ped}_i)$ en coups ADC dans chacune des cellules du pré-échantillonneur, il est possible d'y déterminer le bruit électronique en MeV. Rappelons que le facteur de conversion entre le courant recueilli sur les électrodes et l'énergie déposée dans l'argon liquide vaut 16.1 nA/MeV. Un coup de DAC correspond donc à 0.070 MeV pour chaque cellule i du pré-échantillonneur et on a :

$$\sigma_i(\text{MeV}) = 0.070 \alpha_i \times \sigma(\text{ped}_i) \quad (3.19)$$

La figure 3.25 montre les valeurs du bruit électronique mesurées dans les cellules du pré-échantillonneur, pour les deux modes de fonctionnement des formeurs. En moyenne, le bruit électronique vaut 3.5 MeV (respectivement 6.3 MeV) quand les formeurs fonctionnent en haut gain (respectivement en bas gain).

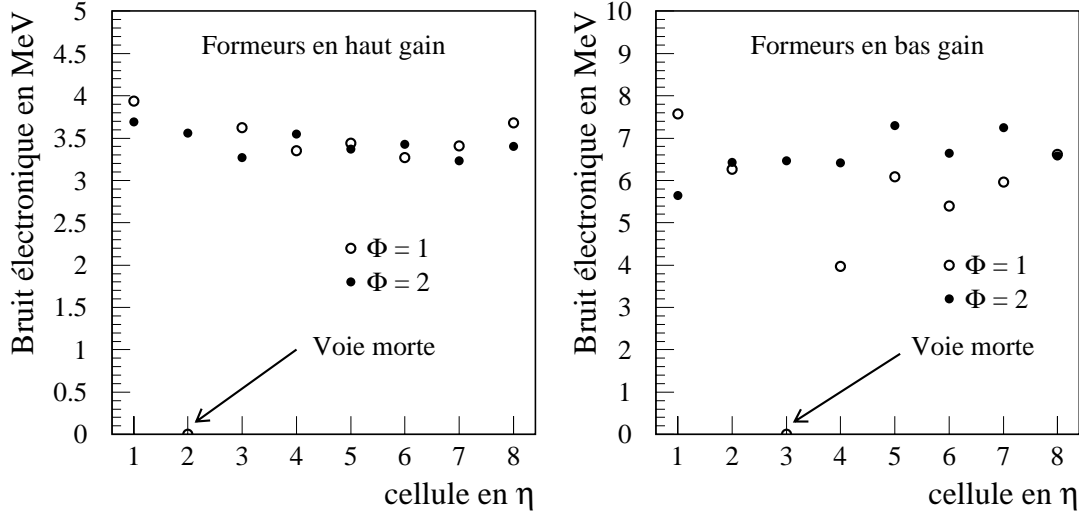


FIG. 3.25: Bruit électronique dans les cellules du pré-échantillonneur pour les deux modes de fonctionnement des formeurs. Pour les voies qui sont mortes, le bruit électronique est artificiellement mis à zéro.

Quand les formeurs fonctionnent en mode haut gain, le bruit électronique provient essentiellement du détecteur et des pré-amplificateurs. On constate alors qu'il est en moyenne plus faible que les 3.95 MeV attendus (voir tableau 3.3). Ceci provient du fait que les signaux obtenus lors du test en faisceau sont plus lents que les signaux qui ont été utilisés pour le calcul théorique de ENE. La figure 3.23 l'illustre parfaitement : ici, le temps de montée de la réponse bipolaire entre 5% et 100% de l'amplitude maximale est voisin de 40 ns, alors qu'on a utilisé $t_p = 32.8$ ns pour calculer le bruit électronique du module 3.

Quand les formeurs fonctionnent en mode bas gain, la composante du bruit électronique provenant du détecteur et des pré-amplificateurs est atténuée en valeur relative. Dans ce cas, on mesure essentiellement la contribution des étages d'électronique qui se situent en aval des pré-amplificateurs. Si on travaille en coups ADC, cette composante du bruit électronique est plus faible que celle provenant du détecteur et des pré-amplificateurs. Mais, ce n'est plus le cas quand on travaille en MeV, car il faut tenir compte des coefficients α_i qui sont bien plus grands quand les formeurs fonctionnent en mode bas gain que quand ils fonctionnent en mode haut gain.

3.4.3 Réduction du bruit électronique grâce à l'utilisation du filtrage optimal

Comme nous l'avons vu au paragraphe 3.1.2, l'amplitude du signal en sortie de la chaîne d'électronique est proportionnelle à l'énergie déposée dans l'argon liquide. En prenant cinq échantillons S_i de ce signal à la place d'un seul (avec un échantillon toutes les 25 ns et avec de préférence le troisième échantillon au voisinage du sommet du pic), il est possible de calculer l'amplitude A et la phase τ_0 du signal, grâce à [70] :

$$A = \sum_i a_i S_i \text{ et } A\tau_0 = \sum_i b_i S_i \quad (3.20)$$

Les valeurs des poids a_i et b_i peuvent être optimisées afin de réduire au mieux le bruit électronique [70]. Pour ce faire, il faut connaître :

- la forme du signal au voisinage de chaque échantillon S_i , afin de pouvoir faire un développement de Taylor de ce dernier :

$$S_i = A \times g(t_i - \tau_0) = A \times g(t_i) - A\tau_0 \times g'(t_i) + n_i \quad (3.21)$$

où n_i est le bruit associé à l'échantillon i .

- l'inverse de la matrice d'autocorrélation du bruit électronique, qui est définie par $R_{ij} = \langle n_i n_j \rangle$ et qui est mesurée en même temps que les piédestaux.

Dans le test en faisceau de 1997, les données ont été prises de façon asynchrone : les cinq échantillons n'occupent pas des positions fixes sur la courbe représentative de $g(t)$ et il n'y a donc pas de raison que l'un des échantillons corresponde exactement à l'amplitude maximale. La détermination de $g(t)$ et l'optimisation des poids a_i et b_i sont faites en utilisant les données prises sous faisceau [71] :

- pour les cellules où une quantité suffisante d'énergie est déposée, les cinq échantillons S_i et la phase du signal par rapport à l'horloge d'échantillonnage sont simultanément mesurés pour chaque événement. Ainsi, après avoir passé en revue tous les événements enregistrés, on peut déterminer $g(t_i)$ et $g'(t_i)$ pour chaque valeur de la phase du signal (voir figure 3.26) puis calculer deux lots de cinq poids optimaux a_i et b_i .
- pour les cellules qui reçoivent trop peu d'énergie, les poids optimaux a_i et b_i sont supposés être les mêmes que ceux des cellules où une quantité suffisante d'énergie est déposée. Malheureusement, cette méthode est susceptible d'introduire des erreurs dans le calcul de l'amplitude du signal.

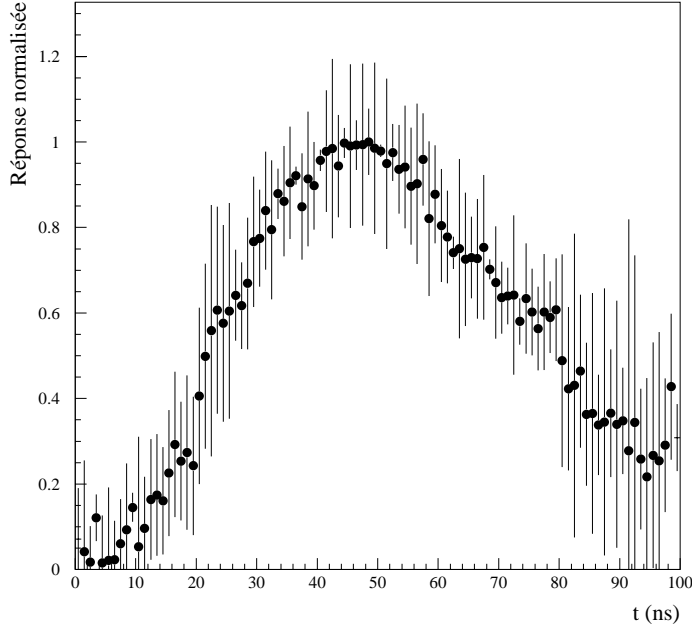


FIG. 3.26: Visualisation de la forme temporelle du signal, normalisée par rapport à son amplitude au maximum, dans une cellule du pré-échantillonneur, grâce aux données prises dans un faisceau d'électrons.

Les données d'étalonnage ont été prises de façon synchrone. Aucune détermination de $g(t)$ n'est possible, car les cinq échantillons occupent toujours les mêmes positions sur la courbe représentative du signal. De plus, comme le troisième échantillon n'est pas placé au sommet du pic, un calcul simple de l'amplitude des signaux d'étalonnage à partir de cet échantillon n'est pas satisfaisant. L'analyse des données d'étalonnage doit donc être faite en deux étapes.

Dans un premier temps, on choisit une certaine phase τ_j à laquelle on fait correspondre deux lots de cinq poids optimaux $a_i(j)$ et $b_i(j)$. En appliquant ces poids aux cinq échantillons S_i du signal d'étalonnage, on peut déterminer la phase $\tau'_j - \tau_j$ grâce aux deux relations suivantes :

$$A_j = \sum_i a_i(j) S_i \text{ et } A_j(\tau'_j - \tau_j) = \sum_i b_i(j) S_i \quad (3.22)$$

Connaissant aussi la différence entre τ_j et la phase de l'horloge d'échantillonnage, il devient alors très simple de calculer la phase τ'_j du signal d'étalonnage par rapport à l'horloge d'échantillonnage. Une fois que celle-ci est déterminée, on utilise le lot de poids a_i correspondant afin de calculer correctement l'amplitude des signaux d'étalonnage.

Notons toutefois qu'une telle méthode n'est pas complètement correcte. En effet, les poids optimaux utilisés en mode étalonnage ont été déterminés avec des données prises sous faisceau, alors que l'allure de $g(t)$ n'est pas tout à fait la même dans les deux cas, en particulier parce que les signaux d'entrée sont différents :

- pour les données prises en faisceau, il s'agit d'un triangle qui provient directement de l'ionisation de l'argon liquide.
- pour les données d'étalonnage, c'est un signal exponentiel qui est injecté dans le détecteur, depuis l'extérieur du cryostat.

Pour illustrer l'effet du filtrage optimal sur le bruit électronique, intéressons-nous à des données prises dans un faisceau d'électrons, pour les deux modes de fonctionnement des formeurs. Le bruit électronique est mesuré dans les huit cellules du pré-échantillonneur correspondant à $\phi = 2$, d'abord sans puis avec le filtrage optimal. Soulignons que, dans cette configuration, les poids appliqués ne sont pas tout à fait optimaux, puisqu'ils sont calculés avec les données recueillies dans la cellule de coordonnées $\eta = 4$ et $\phi = 1$, qui est la seule à recevoir une quantité suffisante d'énergie. Néanmoins, les résultats qui sont présentés dans le tableau 3.6 montrent que le bruit électronique peut être réduit d'environ 30% grâce au filtrage optimal.

Coordonnée η de la cellule ($\phi = 2$)	1	2	3	4	5	6	7	8
Bruit en MeV sans filtrage optimal (haut gain)	3.4	3.5	2.9	3.4	3.4	3.4	3.2	3.5
Bruit en MeV avec filtrage optimal (haut gain)	2.3	2.3	2.1	2.4	2.3	2.4	2.2	2.5
Bruit en MeV sans filtrage optimal (bas gain)	5.7	6.4	6.5	6.5	7.0	6.0	7.5	6.5
Bruit en MeV avec filtrage optimal (bas gain)	4.0	5.0	4.6	5.1	4.6	4.3	5.3	5.0

TAB. 3.6: Bruit électronique dans le pré-échantillonneur avant et après l'application du filtrage optimal, pour les deux modes de fonctionnement des formeurs.

3.4.4 Étude des performances du pré-échantillonneur dans un faisceau d'électrons de 100 GeV

Le calorimètre et le pré-échantillonneur étant étalonnés, on peut maintenant étudier leur réponse quand ils sont placés dans un faisceau d'électrons de 100 GeV (les formeurs fonctionnent alors en mode bas gain). Afin de séparer les électrons des muons ou des pions également présents dans le faisceau, on demande que l'énergie totale déposée dans le calorimètre soit supérieure à 80 GeV. La figure 3.27 montre alors le profil moyen d'une gerbe électromagnétique dans le pré-échantillonneur quand la quantité de matière placée en amont correspond à $1.7 X_0$.

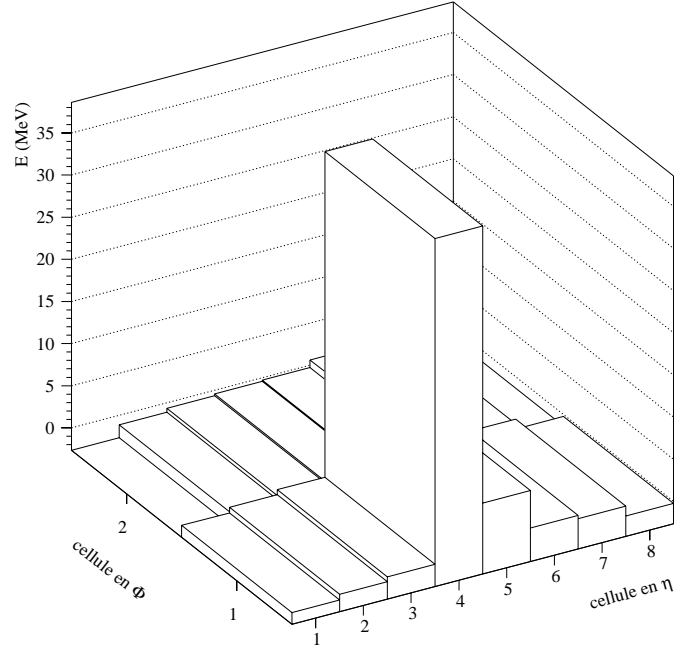


FIG. 3.27: Profil moyen d'une gerbe électromagnétique dans le pré-échantillonneur quand celui-ci est placé dans un faisceau d'électrons de 100 GeV et quand la quantité de matière placée en amont correspond à $1.7 X_0$.

Quant à la figure 3.28, elle montre quelle quantité d'énergie est déposée dans la cellule de coordonnées $\eta = 4$ et $\phi = 1$ quand la matière placée en amont du pré-échantillonneur a une épaisseur égale à $0.7 X_0$, $1.7 X_0$ ou $2.7 X_0$: comme au paragraphe 3.3.4, on constate que plus il y a de matière devant le pré-échantillonneur, plus la quantité d'énergie qui y est déposée est grande.

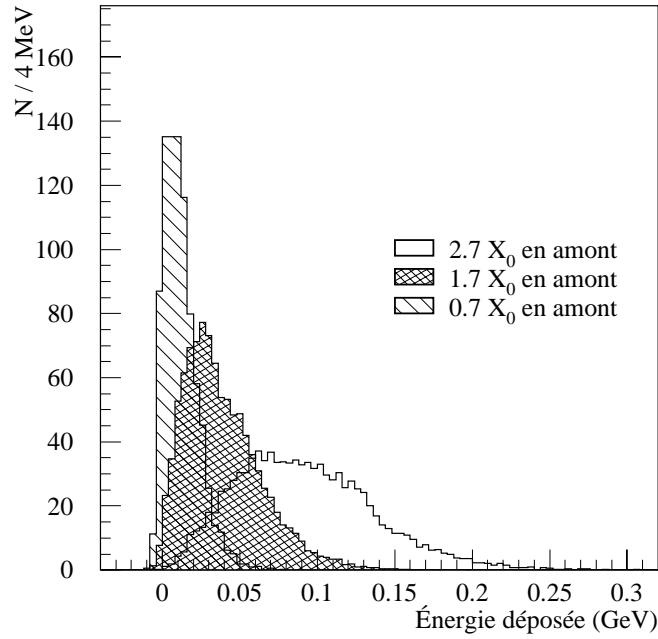


FIG. 3.28: Énergie déposée par des électrons de 100 GeV dans une cellule du pré-échantillonneur, pour diverses épaisseurs de matière en amont.

Examinons à présent l'effet du pré-échantillonneur sur la résolution en énergie du calorimètre électromagnétique, toujours avec des données prises dans un faisceau d'électrons de 100 GeV.

En premier lieu, on sélectionne les événements pour lesquels le barycentre de la gerbe est situé dans une cellule donnée. Ensuite, on construit une matrice de détection autour de cette cellule. Si l'épaisseur de matière en amont du pré-échantillonneur vaut $0.7 X_0$ ou $1.7 X_0$, la taille de cette matrice (dans le système de coordonnées $\eta \times \phi$) vaut 3×3 . Pour les données prises avec une épaisseur de matière égale à $2.7 X_0$, on considère une matrice de taille 5×4 . Enfin, on applique des corrections qui visent à supprimer les variations de l'énergie mesurée dans la matrice avec les positions η et ϕ de la gerbe, ainsi que la phase du signal par rapport à l'horloge d'échantillonnage [72].

À la fin de cette procédure, l'énergie totale s'écrit sous la forme :

$$E_{tot} = E_{calorimètre} + w \times E_{pré-échantillonneur} \quad (3.23)$$

On cherche alors le poids w qui minimise $\frac{\sigma(E_{tot})}{E_{tot}}$ (voir figure 3.29).

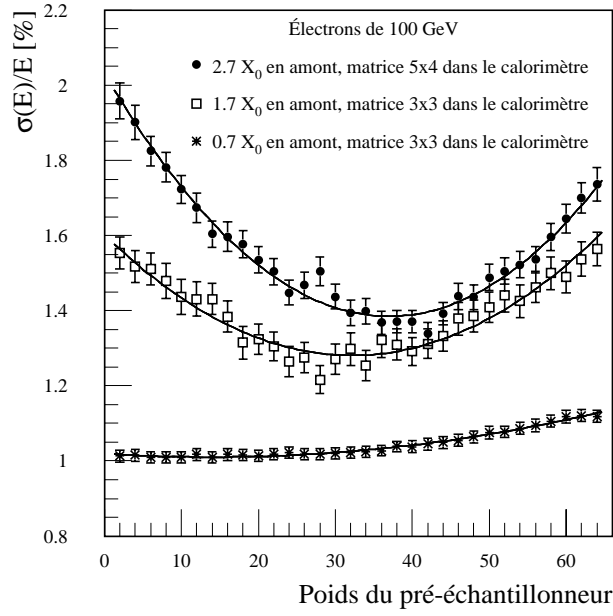


FIG. 3.29: Variations de la résolution en énergie du calorimètre électromagnétique avec le poids w du pré-échantillonneur et avec la quantité de matière placée en amont de ce dernier. Pour obtenir les résultats présentés sur cette figure, seule la cellule de coordonnées $\eta = 4$ et $\phi = 1$ est utilisée dans le pré-échantillonneur et la résolution en énergie du faisceau d'électrons, qui vaut 0.68%, est soustraite de façon quadratique.

Dès que du plomb est placé entre les scintillateurs et le cryostat, le pré-échantillonneur permet de compenser de façon significative les pertes d'énergies consécutives à la présence de matière inerte en amont. Par contre, quand les électrons ne rencontrent que le cryostat avant le pré-échantillonneur, l'influence de ce dernier reste très faible : dans ce cas, il semble qu'une augmentation du poids w introduise de plus en plus de bruit électronique, sans pour autant améliorer la résolution en énergie du calorimètre électromagnétique.

Pour diverses épaisseurs de matière en amont, le tableau 3.7 donne la résolution en énergie obtenue sans puis avec le pré-échantillonneur, dont l'énergie est pondérée de façon optimale.

Quant à la figure 3.30, elle montre le spectre en énergie obtenu pour des électrons de 100 GeV et une épaisseur de matière égale à $2.7 X_0$, avec et sans le pré-échantillonneur (deux cellules de détection y sont prises en compte). Le gain sur la résolution en énergie du calorimètre atteint ici 35%.

Épaisseur de matière en amont	$0.7 X_0$	$1.7 X_0$	$2.7 X_0$
Résolution en énergie sans le pré-échantillonneur	$1.03 \pm 0.02\%$	$1.58 \pm 0.05\%$	$2.02 \pm 0.05\%$
Poids w optimal	1 cellule dans le pré-échantillonneur 14.1 ± 7.1 32.2 ± 3.8 37.0 ± 2.3		
Résolution en énergie avec le pré-échantillonneur	$1.01 \pm 0.02\%$	$1.30 \pm 0.04\%$	$1.39 \pm 0.03\%$
Poids w optimal	2 cellules dans le pré-échantillonneur 16.9 ± 4.3 30.0 ± 3.2 31.2 ± 1.5		
Résolution en énergie avec le pré-échantillonneur	$1.01 \pm 0.02\%$	$1.26 \pm 0.04\%$	$1.33 \pm 0.03\%$

TAB. 3.7: Poids optimal du pré-échantillonneur et résolution du calorimètre électromagnétique avant et après correction de l'énergie par le pré-échantillonneur, pour des électrons de 100 GeV (la résolution en énergie du faisceau, qui vaut 0.68%, a été soustraite de façon quadratique).

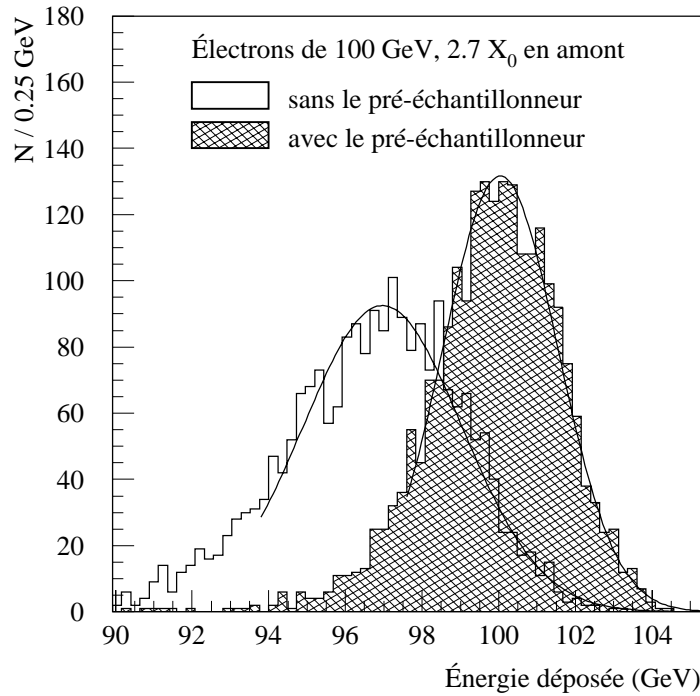


FIG. 3.30: Spectre en énergie obtenu pour des électrons de 100 GeV et une épaisseur de matière égale à $2.7 X_0$, avec et sans le pré-échantillonneur (deux cellules de détection y sont prises en compte).

Dans le test en faisceau de 1997, les électrons arrivent dans le pré-échantillonneur avec un angle d'impact qui est très faible. Ils y déposent donc de l'énergie dans environ 11 mm d'argon liquide actif, et ce quelle que soit l'épaisseur de matière inerte placée en amont. Il est donc logique que le poids optimal w soit d'autant plus élevé que la quantité de matière inerte placée en amont est importante (de même, il est normal de constater une légère diminution de w quand on passe de une à deux cellules de détection dans le pré-échantillonneur). Un tel comportement semble à première vue différent de celui observé au paragraphe 3.3.4 mais il n'en est rien. Rappelons en effet que, quand le pré-échantillonneur sera placé au sein du détecteur ATLAS, l'épaisseur d'argon liquide vue par les particules incidentes augmentera comme la quantité de matière inerte dans laquelle elles perdront de l'énergie. Considérons par exemple le cas d'électrons ayant une énergie transverse de 50 GeV et une pseudo-rapacité de 1.3 : leur énergie vaut alors 100 GeV et la quantité de matière inerte qu'ils traverseront dans le détecteur ATLAS avant d'atteindre le pré-échantillonneur correspond à environ $2.7 X_0$ (voir figure 2.8). Avec un poids optimal de 17.5 pour le pré-échantillonneur, on trouve alors une résolution en énergie voisine de 1.5% (voir paragraphe 3.3.4). Si on tient compte du fait que, dans cette situation, l'énergie des électrons est collectée dans une couche d'argon liquide épaisse de $11 \text{ mm} \times ch(1.3) \simeq 22 \text{ mm}$ dans le pré-échantillonneur, alors on retrouve des résultats qui sont compatibles avec ceux qui sont indiqués dans la troisième colonne du tableau 3.7.

Les résultats de ce paragraphe constituent donc une validation supplémentaire des performances du pré-échantillonneur, instrument essentiel au bon fonctionnement de l'étage de calorimétrie électromagnétique d'ATLAS.

Chapitre 4

Mise à l'épreuve du Modèle Symétrique au LHC

Sous certaines conditions, le Modèle Symétrique et le mécanisme du See-Saw prédisent l'apparition de nouveaux bosons de jauge et de neutrinos droits de Majorana à des énergies voisines du TeV. Dans ce chapitre, on se propose d'étudier les divers processus qui peuvent permettre la découverte de ces nouvelles particules au LHC. Les programmes PYTHIA 5.7 et JETSET 7.4 [65] ont été utilisés afin de générer les événements $pp \rightarrow W_R$ et $pp \rightarrow Z'$, estimer les sections efficaces correspondantes ou encore calculer la largeur partielle et le rapport de branchement de chacune des voies de désintégration de W_R et Z' . Les couplages des fermions introduits par défaut dans les programmes ont été modifiés, afin qu'ils correspondent à ceux donnés par les équations (1.43) et (1.45). De plus, pour pouvoir étudier les canaux $W_R \rightarrow lN_l$ et $Z' \rightarrow N_lN_l$, il a fallu inclure les neutrinos droits de Majorana et leurs divers modes de décroissance dans PYTHIA et JETSET. Précisons enfin que, jusqu'au paragraphe 4.4, les constantes de couplage et les matrices CKM seront supposées identiques pour les fermions droits et gauches ($g_R = g_L = g$ et $V_R = V_L = V$).

4.1 Les bosons W_R et Z' au LHC

4.1.1 Production de W_R et Z'

Le processus physique qui permet de donner naissance à un boson W_R ou Z' dans une collision pp est un processus de type Drell-Yan (voir figure 4.1). Pour une énergie égale à \sqrt{s} dans le centre de masse (14 TeV au LHC), la section efficace totale de production d'une résonance telle que W_R ou Z' est donnée par :

$$\sigma_{tot} = \int \int f_1(x_1, Q^2) f_2(x_2, Q^2) \tilde{\sigma}(x_1 x_2 s) dx_1 dx_2 \quad (4.1)$$

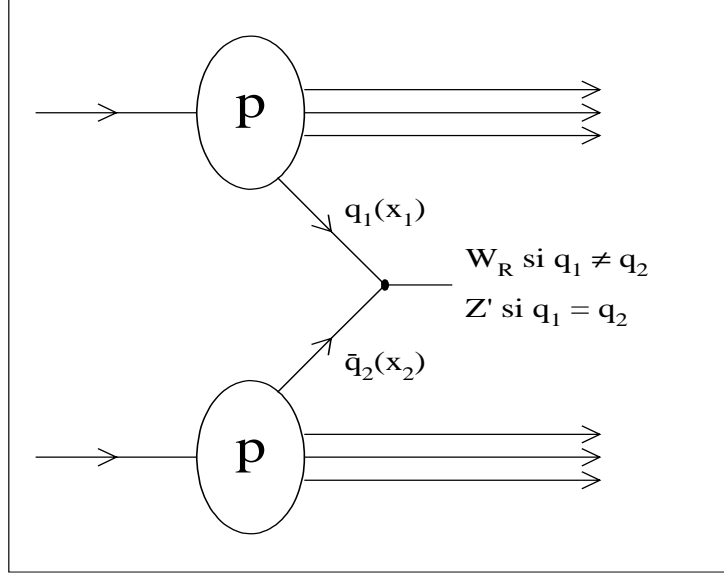


FIG. 4.1: Production des bosons W_R et Z' dans un processus de type Drell-Yan.

Dans l'équation précédente :

- $f_1(x_1, Q^2)$ et $f_2(x_2, Q^2)$ sont les fonctions de structure des deux partons participant à la production de W_R ou Z' : $f_i(x_i, Q^2)$ décrit la probabilité de trouver le parton i avec une impulsion égale à x_i fois celle du proton dont il est issu. Les fonctions de structure dépendent également de la norme Q^2 du quadrivecteur impulsion-énergie transféré lors de l'interaction partonique. Pour des partons ultrarelativistes, on a $Q^2 = x_1 x_2 s$. Dans toute cette étude, on utilisera les fonctions de structure du type CTEQ2L [73].
- $\tilde{\sigma}(x_1 x_2 s)$ est la section efficace associée au processus partonique. Elle en contient toute la physique, en particulier la masse de la résonance et les couplages entre les fermions et le boson considéré.

Pour m_{W_R} et $m_{Z'}$ comprises entre 1 et 7 TeV/c², les valeurs des sections efficaces de production de W_R et Z' au LHC ont été calculées informatiquement à l'aide de PYTHIA et sont données sur la figure 4.2 : la luminosité intégrée sur une année de fonctionnement du LHC allant de 10^4 à 10^5 pb⁻¹, on peut s'attendre à y produire une quantité significative de bosons W_R et Z' .

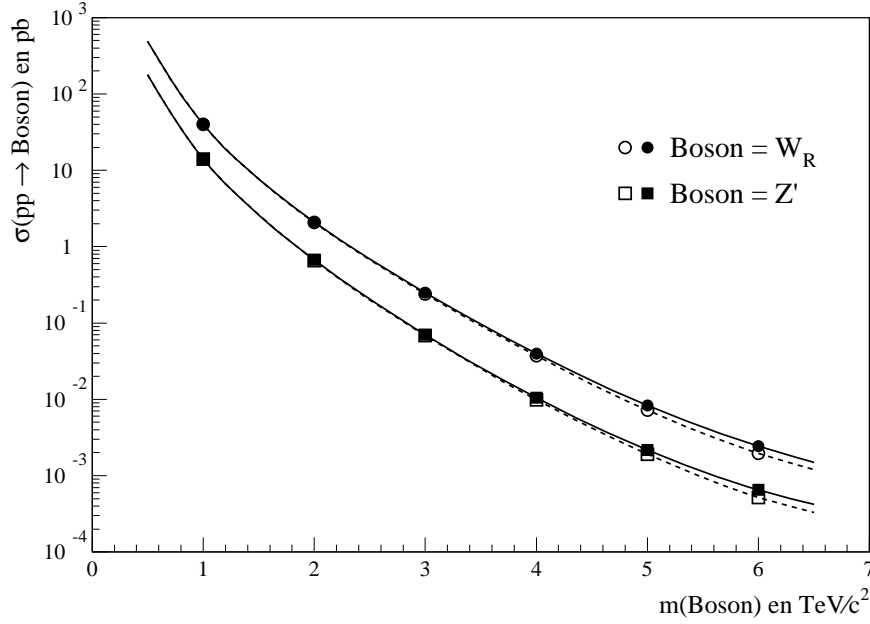


FIG. 4.2: Sections efficaces de production des bosons W_R et Z' au LHC. Les traits pleins correspondent au cas où les masses de N_e , N_μ et N_τ sont toutes les trois négligeables devant celles des bosons. Les pointillés correspondent au cas où les trois neutrinos droits de Majorana sont trop lourds pour être produits dans les décroissances de W_R et Z' .

Intéressons-nous plus en détails au secteur des bosons chargés : on constate que les quantités de W_R produits avec une charge positive ou négative ne sont pas fixes mais dépendent de m_{W_R} comme indiqué dans le tableau 4.1 :

m_{W_R} (TeV/c ²)	1	2	3	4	5	6	7
$\frac{\sigma(pp \rightarrow W_R^+)}{\sigma(pp \rightarrow W_R)}$	0.68	0.76	0.81	0.84	0.86	0.87	0.87
$\frac{\sigma(pp \rightarrow W_R^-)}{\sigma(pp \rightarrow W_R)}$	0.32	0.24	0.19	0.16	0.14	0.13	0.13

TAB. 4.1: Répartition des événements $pp \rightarrow W_R^+$ et $pp \rightarrow W_R^-$ obtenue en sortie de PYTHIA, en fonction de m_{W_R} .

Considérons en première approximation que le boson W_R est produit au repos lors de la collision partonique (ce qui correspond en fait à la situation moyenne). Dans ce cas, les fractions d'impulsion x_1 et x_2 se répartissent de façon telle que $x_1 = x_2 = x \simeq m_{W_R}/\sqrt{s}$.

Si on remarque qu'au premier ordre, seuls les processus $u\bar{d} \rightarrow W_R^+$ et $\bar{u}d \rightarrow W_R^-$ interviennent dans la production des bosons chargés, alors les quantités de W_R^+ et de W_R^- produits sont proportionnelles aux produits $f_u(x)f_{\bar{d}}(x)$ et $f_{\bar{u}}(x)f_d(x)$ respectivement. La figure 4.3 illustre bien ce résultat, puisqu'elle permet de rendre compte des répartitions des événements $pp \rightarrow W_R^+$ et $pp \rightarrow W_R^-$ qui sont données dans le tableau 4.1 :

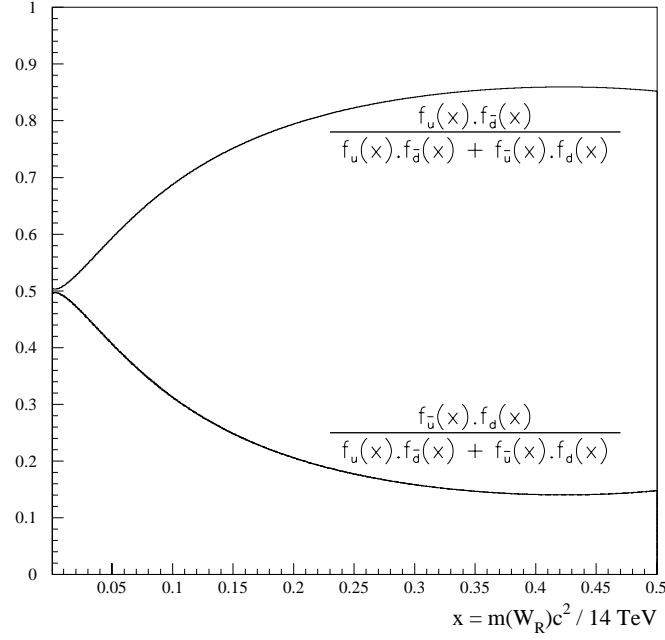


FIG. 4.3: Contributions relatives de $f_u(x)f_{\bar{d}}(x)$ et $f_{\bar{u}}(x)f_d(x)$ à la section efficace de production de W_R , pour $m_{W_R} \leq 7 \text{ TeV}/c^2$.

4.1.2 Décroissances de W_R et Z'

Une fois produits, les bosons W_R et Z' se désintègrent quasi-immédiatement. Les angles de mélange ξ_W et ξ_Z étant très faibles, nous ne considérerons ici que les décroissances de W_R et Z' vers une paire de fermions.

Intéressons-nous d'abord au boson W_R . Celui-ci peut se désintégrer en une paire quark-antiquark du type $q_i\bar{q}_j$ ou en une paire lN_l (à condition bien entendu que m_{N_l} demeure inférieure à m_{W_R}). Notons que, si on se place dans l'approximation $\xi_W = 0$, alors les neutrinos gauches ν_l ne peuvent pas être produits dans les décroissances de W_R .

Les largeurs partielles du boson W_R sont données par :

$$\Gamma(W_R \rightarrow f_i \bar{f}_j) = N_C \frac{g^2 m_{W_R}}{48\pi} |V_{ij}|^2 f_{corr} \text{ avec } V_{ij} = 1 \text{ si } (f_i; f_j) = (l; N_l) \quad (4.2)$$

- si $m_j \ll m_i$, alors $f_{corr} = (1 - \eta_i)^2 (1 + \frac{\eta_i}{2})$, avec $\sqrt{\eta_i} = \frac{m_i}{m_{W_R}}$.
- N_C est un facteur de couleur : au premier ordre des corrections QCD, il vaut $3(1 + \frac{\alpha_s}{\pi})$ si f_i et f_j sont des quarks. Il est égal à 1 si ce sont des leptons.

Comme les rapports de branchement des voies de désintégration de W_R sont étroitement liées aux valeurs des masses des neutrinos droits de Majorana et comme celles-ci peuvent être choisies arbitrairement, il existe un grand nombre de configurations possibles. Mais, par analogie avec la répartition des masses des autres fermions, nous supposons que $m_{N_\tau} \geq m_{N_\mu} \geq m_{N_e}$. Les deux situations extrêmes à étudier sont donc $m_{N_e} = m_{N_\mu} = m_{N_\tau}$ et $m_{N_e} \ll m_{N_\mu} \ll m_{N_\tau}$ avec m_{N_μ} et m_{N_τ} toutes les deux supérieures à m_{W_R} . La figure 4.4 montre comment les rapports de branchement des voies de désintégration de W_R varient avec la masse des neutrinos droits de Majorana dans les deux cas de figure cités ci-dessus.

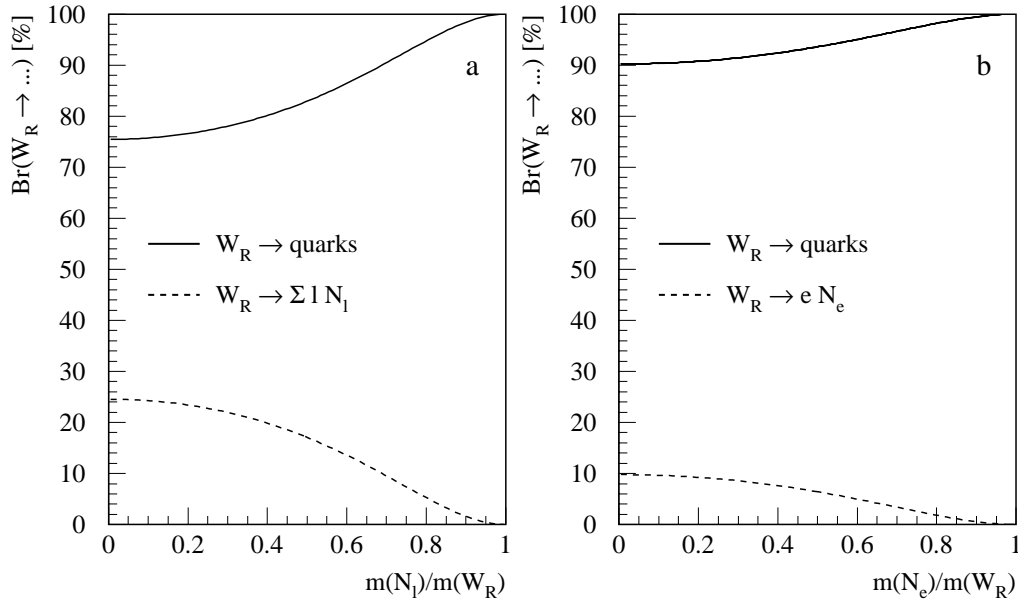


FIG. 4.4: Rapports de branchement des différentes voies de désintégration de W_R , dans le cas (a) où $m_{N_e} = m_{N_\mu} = m_{N_\tau}$ et dans le cas (b) où seul N_e peut être produit dans les décroissances du boson. Les calculs ont été effectués avec $m_{W_R} = 2 \text{ TeV}/c^2$.

Intéressons-nous maintenant au boson Z' . Il peut se désintégrer en une paire quark-antiquark $q\bar{q}$, une paire de leptons chargés l^+l^- ou deux neutrinos de Majorana :

- tant que m_{N_l} est inférieure à $\frac{m_{Z'}}{2}$, une décroissance $Z' \rightarrow N_l N_l$ est possible.
- contrairement à W_R , le boson Z' ne se couple pas exclusivement aux fermions droits : une décroissance vers une paire de neutrinos gauches ν_l est également possible.

Écrivons le courant associé au boson Z' sous la forme :

$$J_\mu^{Z'} = \bar{f} \gamma_\mu \frac{g}{4\cos\theta_W} (g_V^f - g_A^f \gamma_5) f. \quad (4.3)$$

La constante de couplage vectorielle g_V et la constante de couplage axiale g_A y sont définies par :

$$\begin{aligned} g_V &= \frac{2}{\sqrt{\cos 2\theta_W}} (I_{3R} \cos^2 \theta_W + (I_{3L} - 2Q) \sin^2 \theta_W) \\ g_A &= \frac{-2}{\sqrt{\cos 2\theta_W}} (I_{3R} \cos^2 \theta_W - I_{3L} \sin^2 \theta_W) \end{aligned} \quad (4.4)$$

Si on pose $\sqrt{\eta_f} = \frac{m_f}{m_{Z'}}$, les largeurs partielles du boson Z' valent :

$$\Gamma(Z' \rightarrow f\bar{f}) = N_C \frac{g^2 m_{Z'}}{192\pi \cos^2 \theta_W} \sqrt{1 - 4\eta_f} \left(g_V^{f^2} (1 + 2\eta_f) + g_A^{f^2} (1 - 4\eta_f) \right) \quad (4.5)$$

Cette formule n'est valable que si les fermions considérés sont des particules de Dirac. Pour les neutrinos de Majorana, il faut tenir compte de l'antisymétrisation des amplitudes d'hélicité et du fait que les deux particules produites dans l'état final sont identiques [74] :

- le courant $J_\mu^{Z'}$ est proportionnel à $2g_A \gamma_5$ au lieu de $g_V - g_A \gamma_5$.
- les largeurs partielles associées aux canaux $Z' \rightarrow \nu_l \nu_l$ et $Z' \rightarrow N_l N_l$ valent :

$$\begin{aligned} \Gamma(Z' \rightarrow \nu_l \nu_l) &= \frac{1}{2} \times \frac{g^2 m_{Z'}}{192\pi \cos^2 \theta_W} \times 4g_A^{\nu^2} \\ \Gamma(Z' \rightarrow N_l N_l) &= \frac{1}{2} \times \frac{g^2 m_{Z'}}{192\pi \cos^2 \theta_W} \times 4g_A^{N^2} \times (1 - 4\eta_N)^{\frac{3}{2}} \end{aligned} \quad (4.6)$$

La figure 4.5 montre comment les rapports de branchement des voies de désintégration de Z' varient avec la masse des neutrinos droits de Majorana, quand $m_{N_e} = m_{N_\mu} = m_{N_\tau}$ et quand $m_{N_e} \ll m_{N_\mu} \ll m_{N_\tau}$ avec m_{N_μ} et m_{N_τ} toutes les deux supérieures à $m_{Z'}/2$.

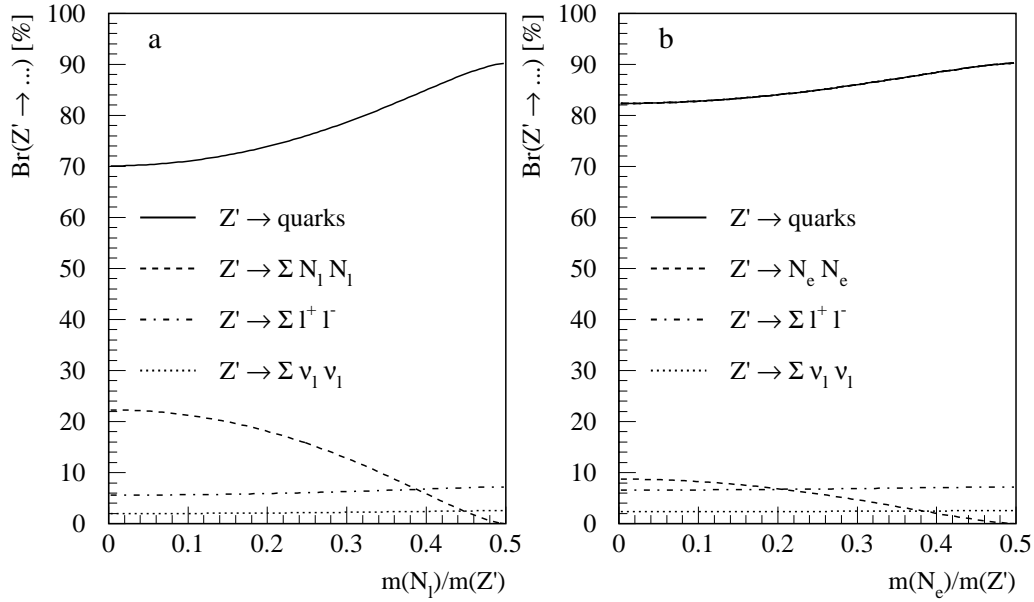


FIG. 4.5: Rapports de branchement des différentes voies de désintégration de Z' , dans le cas (a) où $m_{N_e} = m_{N_\mu} = m_{N_\tau}$ et dans le cas (b) où seul N_e peut être produit dans les décroissances du boson. Les calculs ont été effectués avec $m_{Z'} = 3 \text{ TeV}/c^2$.

Quelle que soit la répartition des masses des neutrinos droits de Majorana, W_R et Z' se désintègrent préférentiellement vers une paire quark-antiquark. En termes de statistique, ce sont donc les canaux hadroniques qui sembleraient offrir les meilleures chances de découverte pour W_R et Z' . Cependant, pour pouvoir exploiter correctement les signatures correspondantes, il faudrait être capable d'éliminer efficacement un bruit de fond très important : celui provenant des interactions QCD, qui sont extrêmement nombreuses sur un collisionneur hadronique [75]. Le bruit de fond associé aux canaux leptoniques est plus facilement réductible. Ces derniers présentent donc un intérêt majeur dans la recherche de W_R et Z' au LHC, malgré des rapports de branchement assez faibles. De plus, ils peuvent conduire à la découverte des neutrinos droits de Majorana N_l .

4.2 Identification des neutrinos droits de Majorana

Une fois produit, le neutrino droit de Majorana N_l se désintègre vers son partenaire leptonique l et une paire quark-antiquark du type $q_i \bar{q}_j$ ou une paire $l' N_{l'}$, si $m_{N_{l'}} < m_{N_l}$ (voir figure 4.6). La quête expérimentale du neutrino droit de Majorana devra donc se faire dans les canaux $W_R \rightarrow l N_l \rightarrow ll + f_i f_j$ et $Z' \rightarrow N_l N_l \rightarrow ll + f_i f_j f_m f_n$.

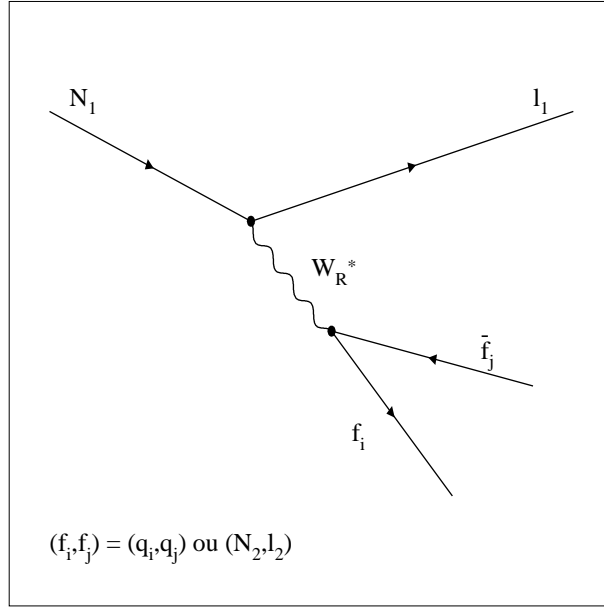


FIG. 4.6: Décroissance des neutrinos droits de Majorana.

Il est fondamental de constater que, N_l étant un champ de Majorana, il se désintègre autant vers un lepton l^- que vers un antilepton l^+ , ce qui se traduit par :

$$\text{Br}(N_l \rightarrow l^+ \dots) = \text{Br}(N_l \rightarrow l^- \dots) = 50\%. \quad (4.7)$$

Ainsi, dans la moitié des cas, les deux leptons qui constituent la paire ll sont produits avec la même charge électrique. Cette propriété remarquable est directement liée au fait qu'on travaille avec des neutrinos de Majorana. Par conséquent, la mise en évidence d'un signal avec deux leptons identiques (même famille et même charge électrique) permettrait de confirmer le modèle de Majorana pour les neutrinos et, dans le même temps, d'infirmier la loi de conservation du nombre leptonique L .

Si on ne fait aucune distinction sur la charge de l , l'expression générale de la largeur du neutrino droit de Majorana est la suivante [76] :

$$\Gamma(N_l \rightarrow l f_i f_j) = N_C \frac{g^4 m_{N_l}^5}{6144 \pi^3 m_{W_R}^4} |V_{ij}|^2 f_{1corr}(W_R, N_l) f_{2corr}(f_i, N_l) \quad (4.8)$$

Dans l'équation précédente, les facteurs correctifs sont définis par :

$$- f_{1corr} = \frac{6}{a^4} \left(2a - a^2 + 2(1-a)\ln(1-a) \right) - \frac{2}{a}, \text{ avec } a = \left(\frac{m_{N_l}}{m_{W_R}} \right)^2.$$

$$- f_{2corr} = 1 - 8b - 12b^2 \ln b + 8b^3 - b^4, \text{ avec } b = \left(\frac{m_{f_i}}{m_{N_l}} \right)^2 \text{ et } m_{f_j} \ll m_{f_i}.$$

Pour estimer les rapports de branchement des diverses voies de désintégration du neutrino droit de Majorana, fixons m_{W_R} à 2 TeV/c². Dans un premier temps, on étudie la décroissance de N_l vers son partenaire leptonique l et une paire $q_i \bar{q}_j$ et on en calcule la largeur partielle pour différentes valeurs de m_{N_l} (voir figure 4.7 à gauche). Puis, en supposant que la répartition des masses des neutrinos droits autorise une ou des désintégrations du type $N_1 \rightarrow l_1 l_2 N_2$, on fixe m_{N_1} à 1 TeV/c² et on s'intéresse à la façon dont la largeur partielle de ce type de décroissance varie avec m_{N_2} (voir figure 4.7 à droite).

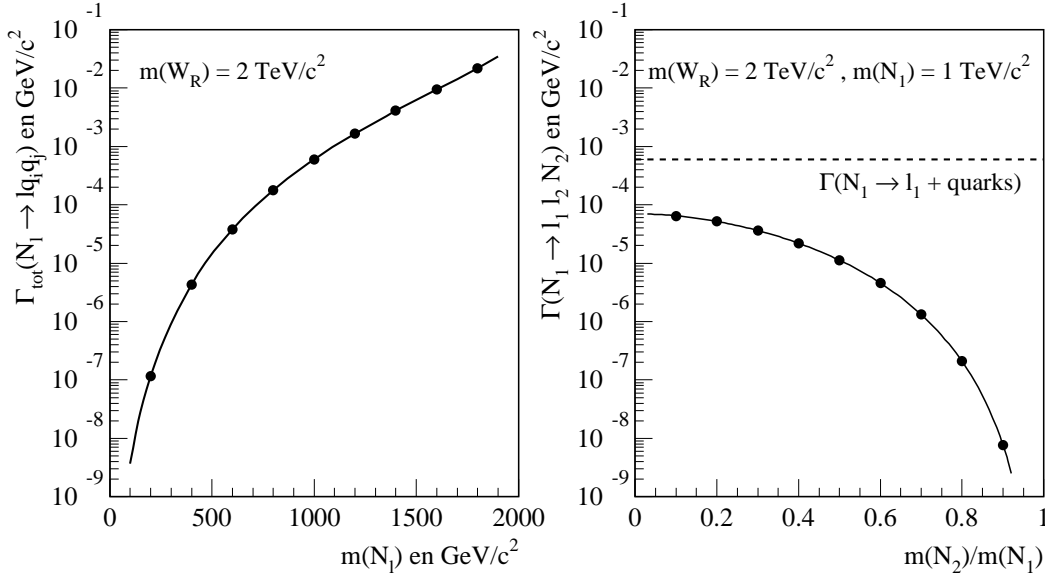


FIG. 4.7: Largeur partielle des neutrinos droits de Majorana pour les désintégrations $N_l \rightarrow l q_i \bar{q}_j$ et $N_1 \rightarrow l_1 l_2 N_2$.

On constate que le rapport de branchement des voies $N_1 \rightarrow l_1 l_2 N_2$ reste faible. Les processus dominants étant les désintégrations du type $N_l \rightarrow l q_i \bar{q}_j$, ce sont sur elles que nous porterons notre attention par la suite.

4.3 Étude des effets de polarisation

Intéressons-nous maintenant à l'hélicité, définie comme étant la projection du spin sur la quantité de mouvement. Rappelons qu'en toute rigueur, elle ne peut se confondre avec la chiralité que si les particules considérées sont sans masse ou ultrarelativistes, ce qui est le cas pour les leptons chargés et les quarks produits dans les désintégrations des bosons W_R et Z' ou des neutrinos droits de Majorana N_l .

4.3.1 Étude des états de polarisation de W_R et Z'

Dans un premier temps, plaçons-nous dans le repère du centre de masse de la collision partonique et choisissons pour axe orienté de quantification (Oz_0) la direction de propagation du quark qui intervient dans la production de W_R ou Z' . Comme ces derniers naissent exclusivement de la rencontre d'un quark et d'un antiquark ayant des hélicités contraires, l'état de polarisation transverse $S_{z_0} = 0$ leur est interdit (voir figure 4.8) :

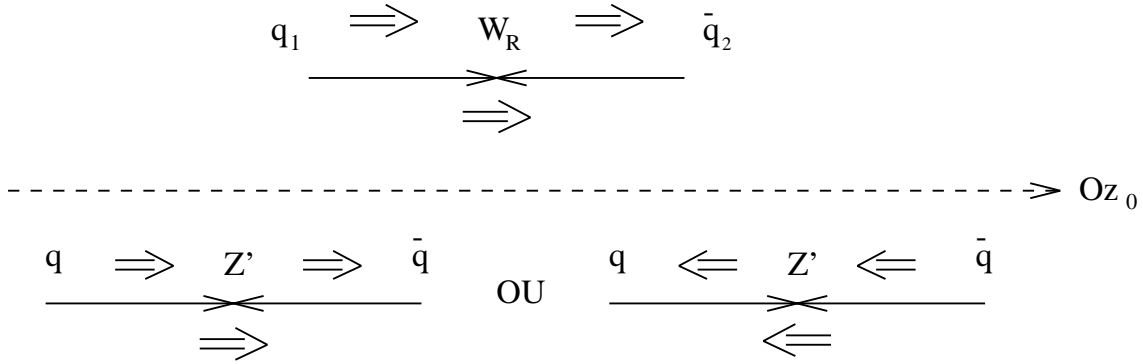


FIG. 4.8: États de polarisation des bosons W_R et Z' dans une collision pp .

Puisque seuls les quarks droits et les antiquarks gauches se couplent à W_R , celui-ci ne peut être produit que dans l'état $S_{z_0} = +1$.

Dans les couplages des fermions à Z' , les deux composantes chirales interviennent :

$$J_\mu^{Z'} = \bar{f} \gamma_\mu \frac{g}{4 \cos \theta_W} \left(L_f \frac{1 - \gamma_5}{2} + R_f \frac{1 + \gamma_5}{2} \right) f \quad (4.9)$$

Par conséquent, les deux états $S_{z_0} = +1$ et $S_{z_0} = -1$ sont accessibles au boson Z' , avec des probabilités respectivement égales à :

$$P_{z_0}^+ = \frac{R_u^2 + R_d^2}{(R_u^2 + R_d^2) + (L_u^2 + L_d^2)} \quad \text{et} \quad P_{z_0}^- = \frac{L_u^2 + L_d^2}{(R_u^2 + R_d^2) + (L_u^2 + L_d^2)} \quad (4.10)$$

Mais, l'axe (Oz_0) utilisé ici n'est pas un axe de quantification "naturel" pour le spin de W_R et Z' . En effet, dans un collisionneur pp , la provenance du quark servant à produire l'un ou l'autre de ces bosons reste indéterminée. Il est donc préférable de choisir pour axe orienté de quantification (Oz) la direction de vol du boson dans le laboratoire.

Si on considère en première approximation que les deux partons qui participent à la production de W_R ou Z' n'ont pas d'impulsion transverse, les axes (Oz_0) et (Oz) sont parallèles et l'état de polarisation transverse $S_z = 0$ reste interdit à W_R et Z' . Dans ce cas, la répartition des bosons dans les états $S_z = +1$ et $S_z = -1$ ne dépend que de la différence entre les impulsions longitudinales des deux partons. Mais il est rare que les impulsions transverses des partons soient strictement nulles. Les trois états de polarisation $S_z = -1$, $S_z = 0$ et $S_z = +1$ sont donc accessibles à W_R et Z' .

La probabilité de créer W_R ou Z' dans l'un ou l'autre de ces états peut être estimée grâce à PYTHIA. Pour ce faire, notons β l'angle entre l'impulsion du boson W_R dans le repère du laboratoire et l'impulsion du quark ayant servi à sa fabrication dans le repère du centre de masse. Pour chaque événement, les probabilités $P(S_{z_0})$ de créer un boson dans chacun des états S_{z_0} sont parfaitement déterminées et la connaissance de l'angle β permet d'en déduire les probabilités $P(S_z)$ de trouver W_R dans tel ou tel état S_z [77]. En effet, ces dernières correspondent aux éléments diagonaux de la matrice $\rho(\beta)$ définie par :

$$\rho(\beta) = d^1(\beta) \begin{pmatrix} P(S_{z_0} = +1) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & P(S_{z_0} = -1) \end{pmatrix} d^1(-\beta) \quad (4.11)$$

Si on pose $c = \cos \frac{\beta}{2}$ et $s = \sin \frac{\beta}{2}$, alors $d^1(\beta) = \begin{pmatrix} c^2 & -\sqrt{2}cs & s^2 \\ \sqrt{2}cs & c^2 - s^2 & -\sqrt{2}cs \\ s^2 & \sqrt{2}cs & c^2 \end{pmatrix}$.

Il devient alors possible d'estimer la répartition des bosons W_R^+ , W_R^- et Z' dans chacun des états S_z . Pour ce faire, il suffit de moyenner les valeurs de $P(S_z = +1)$, $P(S_z = 0)$ et $P(S_z = -1)$ sur l'ensemble des événements générés. Les résultats ainsi obtenus sont résumés dans le tableau 4.2 : comme $P(S_z = +1)$, $P(S_z = 0)$ et $P(S_z = -1)$ dépendent assez peu de m_{W_R} et $m_{Z'}$, les valeurs qui y sont indiquées correspondent à une moyenne sur l'ensemble des masses comprises entre 1 et 7 TeV/c². La probabilité de créer un boson dans l'état $S_z = 0$ est suffisamment faible pour que cette configuration puisse être laissée de côté par la suite. Faire cette hypothèse revient en fait à négliger l'impulsion transverse des partons servant à fabriquer W_R ou Z' et va nous permettre de mesurer directement les effets de polarisation grâce aux désintégrations $W_R \rightarrow lN_l$ et $Z' \rightarrow l^+l^-$.

Boson	W_R^+	W_R^-	Z'
$P(S_z = +1)$	75%	69%	72%
$P(S_z = 0)$	4%	4%	4%
$P(S_z = -1)$	21%	27%	24%

TAB. 4.2: Répartition de W_R^+ , W_R^- et Z' dans les états $S_z = +1$, $S_z = 0$ et $S_z = -1$ quand l'axe orienté de quantification (Oz) est la direction de vol du boson.

4.3.2 Mesure des effets de polarisation dans les désintégrations $W_R \rightarrow l N_l$ et $Z' \rightarrow l^+ l^-$

Notons tout d'abord que si les deux partons servant à produire W_R ou Z' ont des quantités de mouvement purement longitudinales, la rapidité y qui avait été définie au paragraphe 2.1.3 ne dépend plus que des fractions d'impulsion x_1 et x_2 :

$$E = (x_1 + x_2) \frac{\sqrt{s}}{2} \text{ et } p_z = (x_1 - x_2) \frac{\sqrt{s}}{2} \implies y_{boson} = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{x_1}{x_2} \right)$$

a) Étude du processus $pp \rightarrow W_R \rightarrow l N_l$

Quand on se place dans le repère du centre de masse de W_R , un lepton l^- est émis parallèlement au spin du boson, tandis qu'un antilepton l^+ est émis antiparallèlement au spin du boson (voir figure 4.9).



FIG. 4.9: Effets de polarisation dans le processus $pp \rightarrow W_R \rightarrow l N_l$.

Si on néglige l'impulsion transverse des partons et si on note θ^* l'angle d'émission du lepton chargé par rapport à l'axe du faisceau dans le repère du centre de masse de W_R , alors on a [78] :

$$\frac{d^2\sigma}{dy d\cos\theta^*} \propto \begin{cases} f_u(x_1)f_{\bar{d}}(x_2)(1 - \cos\theta^*)^2 + f_u(x_2)f_{\bar{d}}(x_1)(1 + \cos\theta^*)^2 & \text{pour } W_R^+ \rightarrow l^+ N_l \\ f_d(x_1)f_{\bar{u}}(x_2)(1 + \cos\theta^*)^2 + f_d(x_2)f_{\bar{u}}(x_1)(1 - \cos\theta^*)^2 & \text{pour } W_R^- \rightarrow l^- N_l \end{cases}$$

Si on considère que $sx_1x_2 \simeq m_{W_R}^2$, alors les répartitions des bosons W_R^\pm dans les états de polarisation $S_z = +1$ et $S_z = -1$ sont données par :

$$\begin{aligned} - X_{S_z=+1}^{W_R^+} &\propto \int_{x > \frac{m_{W_R}}{\sqrt{s}}} f_u(x) f_{\bar{d}} \left(\frac{m_{W_R}^2}{xs} \right) dx \text{ et } X_{S_z=-1}^{W_R^+} \propto \int_{x > \frac{m_{W_R}}{\sqrt{s}}} f_u \left(\frac{m_{W_R}^2}{xs} \right) f_{\bar{d}}(x) dx. \\ - X_{S_z=+1}^{W_R^-} &\propto \int_{x > \frac{m_{W_R}}{\sqrt{s}}} f_d(x) f_{\bar{u}} \left(\frac{m_{W_R}^2}{xs} \right) dx \text{ et } X_{S_z=-1}^{W_R^-} \propto \int_{x > \frac{m_{W_R}}{\sqrt{s}}} f_d \left(\frac{m_{W_R}^2}{xs} \right) f_{\bar{u}}(x) dx. \end{aligned}$$

Introduisons alors la quantité A_{FB} définie par :

$$A_{FB} = \frac{\int_{y>0} (F(y) - B(y)) dy - \int_{y<0} (F(y) - B(y)) dy}{\int_{y>0} (F(y) + B(y)) dy + \int_{y<0} (F(y) + B(y)) dy} \quad (4.12)$$

Dans l'équation précédente, $F(y)$ et $B(y)$ sont les quantités d'événements pour lesquels on a respectivement $\cos\theta^* > 0$ et $\cos\theta^* < 0$, pour une rapidité y donnée. La connaissance de A_{FB} permet de calculer les répartitions des bosons W_R^\pm dans les états $S_z = +1$ et $S_z = -1$:

$$X_{S_z=+1}^{W_R^\pm} - X_{S_z=-1}^{W_R^\pm} = \frac{4}{3} |A_{FB}(W_R^\pm)| \quad (4.13)$$

Certes, cette méthode ne tient pas compte des états $S_z = 0$ mais elle permet néanmoins d'obtenir des résultats comparables aux prédictions du paragraphe 4.3.1 (voir tableau 4.2). Par exemple, pour $m_{W_R} = 2 \text{ TeV}/c^2$, on trouve que $X_{S_z=+1}^{W_R^+}$ vaut environ 77% dans le cas du boson W_R^+ et environ 71% dans le cas du boson W_R^- .

b) Étude du processus $pp \rightarrow Z' \rightarrow l^+ l^-$

Contrairement au boson chargé, Z' ne se couple pas exclusivement aux fermions droits. Il faut donc tenir compte des deux composantes chirales des quarks et des leptons quand on veut mesurer les effets de polarisation.

Notons $\theta_{l^-}^*$ l'angle d'émission du lepton chargé négativement par rapport à l'axe du faisceau dans le repère du centre de masse de Z' . Si l'impulsion transverse des partons servant à fabriquer Z' est négligeable, $\theta_{l^-}^*$ suit une loi de la forme [78] :

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma}{dy d\cos\theta_{l^-}^*} &\propto \sum_{q=u,d} f_q(x_1) f_{\bar{q}}(x_2) (L_q^2 L_l^2 + R_q^2 R_l^2) (1 + \cos\theta_{l^-}^*)^2 \\ &+ \sum_{q=u,d} f_q(x_1) f_{\bar{q}}(x_2) (L_q^2 R_l^2 + R_q^2 L_l^2) (1 - \cos\theta_{l^-}^*)^2 \\ &+ \sum_{q=u,d} f_q(x_2) f_{\bar{q}}(x_1) (L_q^2 L_l^2 + R_q^2 R_l^2) (1 - \cos\theta_{l^-}^*)^2 \\ &+ \sum_{q=u,d} f_q(x_2) f_{\bar{q}}(x_1) (L_q^2 R_l^2 + R_q^2 L_l^2) (1 + \cos\theta_{l^-}^*)^2 \end{aligned}$$

Puisque les fractions d'impulsion se répartissent de façon telle que $sx_1x_2 \simeq m_{Z'}^2$, alors la répartition des bosons Z' dans les états de polarisation $S_z = +1$ et $S_z = -1$ est mesurée par les variables $X_{S_z=+1}^{Z'}$ et $X_{S_z=-1}^{Z'}$ définies par :

$$\begin{aligned} - X_{S_z=+1}^{Z'} &\propto \sum_{q=u,d} \left(R_q^2 \int_{x > \frac{m_{Z'}}{\sqrt{s}}} f_q(x) f_{\bar{q}} \left(\frac{m_{Z'}^2}{xs} \right) dx + L_q^2 \int_{x > \frac{m_{Z'}}{\sqrt{s}}} f_q \left(\frac{m_{Z'}^2}{xs} \right) f_{\bar{q}}(x) dx \right). \\ - X_{S_z=-1}^{Z'} &\propto \sum_{q=u,d} \left(L_q^2 \int_{x > \frac{m_{Z'}}{\sqrt{s}}} f_q(x) f_{\bar{q}} \left(\frac{m_{Z'}^2}{xs} \right) dx + R_q^2 \int_{x > \frac{m_{Z'}}{\sqrt{s}}} f_q \left(\frac{m_{Z'}^2}{xs} \right) f_{\bar{q}}(x) dx \right). \end{aligned}$$

Comme dans le cas du boson W_R , la connaissance de la quantité A_{FB} permet de déterminer $X_{S_z=+1}^{Z'}$ et $X_{S_z=-1}^{Z'}$ grâce à la relation suivante :

$$X_{S_z=+1}^{Z'} - X_{S_z=-1}^{Z'} = \frac{4}{3} \frac{R_l^2 + L_l^2}{R_l^2 - L_l^2} A_{FB}(Z') \quad (4.14)$$

Les résultats obtenus avec cette méthode sont comparables à ceux du paragraphe 4.3.1 (voir tableau 4.2) : par exemple, pour $m_{Z'} = 3 \text{ TeV}/c^2$, on trouve une valeur voisine de 74% pour $X_{S_z=+1}^{Z'}$.

4.3.3 Étude des effets de polarisation dans la production et la décroissance des neutrinos droits de Majorana

Plaçons-nous dans le repère du centre de masse du neutrino droit de Majorana. Lorsque celui-ci se désintègre, l'angle d'émission du lepton chargé par rapport au spin de N_l y suit une loi de la forme [79] :

$$\frac{d^2\Gamma(N_l \rightarrow l^\pm \dots)}{d\epsilon d\cos\theta_{l\pm}} \propto 2\epsilon^2(3 - 2\epsilon) \times \left(1 \pm \frac{1 - 2\epsilon}{3 - 2\epsilon} \cos\theta_{l\pm}\right) \quad (4.15)$$

$$\text{avec } \epsilon = \frac{E_l}{E_l^{max}} \text{ et } E_l^{max} = \frac{m_{N_l}}{2}.$$

Choisissons pour axe orienté de quantification (Oz) la direction de vol de N_l dans le laboratoire. Après intégration sur ϵ , les distributions angulaires des leptons chargés par rapport à cet axe dans le repère du centre de masse de N_l sont les suivantes :

$$\begin{aligned} - \frac{d\Gamma(N_l \rightarrow l^- \dots)}{d\cos\theta_{l-}} &\propto x_{S_z=-1/2}^{N_l} \left(1 - \frac{1}{3} \cos\theta_{l-}\right) + x_{S_z=+1/2}^{N_l} \left(1 + \frac{1}{3} \cos\theta_{l-}\right). \\ - \frac{d^2\Gamma(N_l \rightarrow l^+ \dots)}{d\cos\theta_{l+}} &\propto x_{S_z=+1/2}^{N_l} \left(1 - \frac{1}{3} \cos\theta_{l+}\right) + x_{S_z=-1/2}^{N_l} \left(1 + \frac{1}{3} \cos\theta_{l+}\right). \end{aligned}$$

Il est donc essentiel de savoir dans quel état de spin N_l est fabriqué. Dans le processus $W_R \rightarrow l N_l$, le neutrino droit de Majorana est toujours produit dans l'état $S_z = +1/2$ s'il

est issu d'un W_R^+ et dans l'état $S_z = -1/2$ s'il est issu d'un W_R^- (voir figure 4.9). Dans le processus $Z' \rightarrow N_l N_l$, il est facile de montrer qu'on crée toujours un neutrino droit de Majorana dans l'état $S_z = +1/2$ et l'autre dans l'état $S_z = -1/2$.

Rappelons ici que les rapports de branchement $\text{Br}(N_l \rightarrow l^+ q_i \bar{q}_j)$ et $\text{Br}(N_l \rightarrow l^- \bar{q}_i q_j)$ sont égaux. Par conséquent, si on choisit de ne faire aucune distinction sur la charge électrique des leptons l , leur émission devient complètement isotrope dans le repère du centre de masse de N_l .

4.4 Mesure de l'asymétrie du modèle

Jusqu'ici, nous avons considéré que les constantes de couplages g_R et g_L , ainsi que les matrices V_R et V_L , étaient parfaitement identiques. Or, nous avons vu au paragraphe 1.7 que, dans certaines extensions de la théorie, la symétrie droite-gauche du Lagrangien n'est plus assurée. Ici, on se propose de montrer comment les résultats obtenus précédemment sont modifiés quand les couplages des fermions gauches et droits sont différents.

4.4.1 Influence de l'asymétrie du modèle sur la production des bosons W_R et Z'

Commençons par étudier l'influence du mélange des quarks droits sur la section efficace de production de W_R . Pour conserver l'unitarité de la matrice CKM et limiter le nombre de paramètres supplémentaires à un, nous supposons V_R de la forme :

$$V_R = \begin{pmatrix} \cos\alpha & \sin\alpha & 0 \\ \sin\alpha & \cos\alpha & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Les variations de la section efficace de production de W_R avec α sont assez faibles. Ainsi, pour $m_{W_R} = 2 \text{ TeV}/c^2$ et $g_R = g_L$, $\sigma(pp \rightarrow W_R)$ vaut 2.1 pb si $\alpha = 0$ et 1.5 pb si $\alpha = \pi/2$. Quand le canal $ud \rightarrow W_R$ est défavorisé par une valeur de $\cos\alpha$ proche de 0, les voies $us \rightarrow W_R$ et $cd \rightarrow W_R$ se retrouvent favorisées par une valeur de $\sin\alpha$ proche de 1. C'est pourquoi $\sigma(pp \rightarrow W_R)$ varie relativement peu avec α . Notons que, dans un proton, les fonctions de structure des quarks de types s et c sont plus petites que celles des quarks de type u et d , ce qui explique pourquoi la section efficace des processus $us \rightarrow W_R$ et $cd \rightarrow W_R$ reste inférieure à celle du processus $ud \rightarrow W_R$.

Supposons à présent que V_R et V_L sont identiques mais que les constantes de couplage g_R et g_L sont différentes. Introduisons alors le paramètre κ défini par $g_R = \kappa g_L$. Si $\kappa \neq 1$, alors les couplages des fermions aux bosons W_R et Z' sont donnés par les

équations (1.50) et (1.51). Après les avoir introduits dans PYTHIA, on peut calculer les sections efficaces $\sigma^\kappa(pp \rightarrow W_R \text{ ou } Z')$ correspondantes et les comparer aux sections efficaces $\sigma^1(pp \rightarrow W_R \text{ ou } Z')$ qui ont été obtenues au paragraphe 4.1.1 : le résultat de cette étude est présenté sur la figure 4.10.

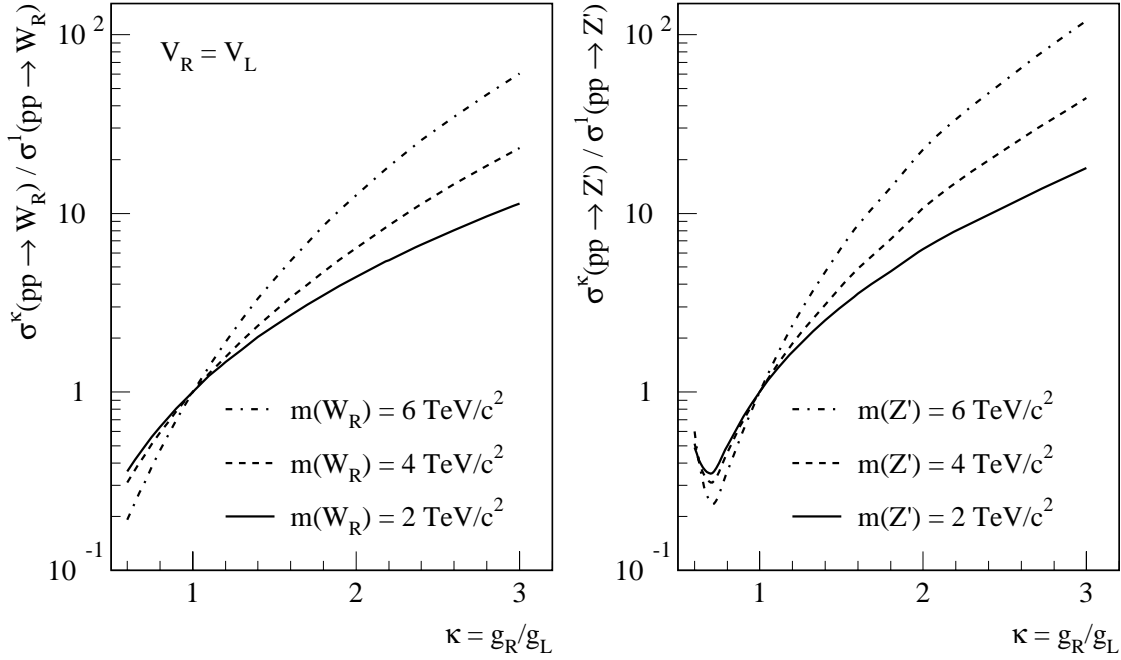


FIG. 4.10: Évolution des sections efficaces de production des bosons W_R et Z' avec $\kappa = \frac{g_R}{g_L}$.

On peut noter que les valeurs de κ supérieures à 1 provoquent un accroissement des sections efficaces de production de W_R et Z' . Elles pourraient donc permettre de repousser vers le haut les limites de détectabilité de ces bosons au LHC.

4.4.2 Influence de l'asymétrie du modèle sur les décroissances des bosons W_R et Z'

Intéressons-nous maintenant aux modifications que la valeur de κ apporte aux largeurs partielles et aux rapports de branchement des divers modes de désintégration des bosons W_R et Z' .

Commençons par traiter le cas des bosons chargés. Si on appelle $\Gamma^\kappa(W_R \rightarrow f_i \bar{f}_j)$ et $\Gamma^1(W_R \rightarrow f_i \bar{f}_j)$ les largeurs partielles de décroissance de W_R obtenues respectivement dans les cas $\kappa \neq 1$ et $\kappa = 1$, alors on a simplement :

$$\begin{aligned} \sum_{i,j} \Gamma^\kappa(W_R \rightarrow q_i \bar{q}_j) &= \kappa^2 \sum_{i,j} \Gamma^1(W_R \rightarrow q_i \bar{q}_j) \\ \Gamma^\kappa(W_R \rightarrow l N_l) &= \kappa^2 \Gamma^1(W_R \rightarrow l N_l) \end{aligned} \quad (4.16)$$

Ainsi, ni le rapport de branchement global $\text{Br}(W_R \rightarrow \text{quarks})$ ni chacun des rapports de branchement $\text{Br}(W_R \rightarrow l N_l)$ ne se trouve modifié par rapport aux calculs effectués avec un Lagrangien complètement symétrique.

Pour le boson neutre, la situation est plus compliquée car κ n'intervient pas comme une constante multiplicative mais est introduit directement dans les couplages vectoriels et axiaux des fermions à Z' . En effet, si on pose $d^\kappa = (\kappa^2 \cos^2 \theta_W - \sin^2 \theta_W)^{-1/2}$, on a :

$$\begin{aligned} g_V^\kappa &= 2d^\kappa (\kappa^2 I_{3R} \cos^2 \theta_W + (I_{3L} - 2Q) \sin^2 \theta_W) \\ g_A^\kappa &= -2d^\kappa (\kappa^2 I_{3R} \cos^2 \theta_W - I_{3L} \sin^2 \theta_W) \end{aligned} \quad (4.17)$$

Pour illustrer ce résultat, on peut étudier l'influence de κ sur les rapports de branchement des différents modes de désintégration du boson Z' (voir figure 4.11).

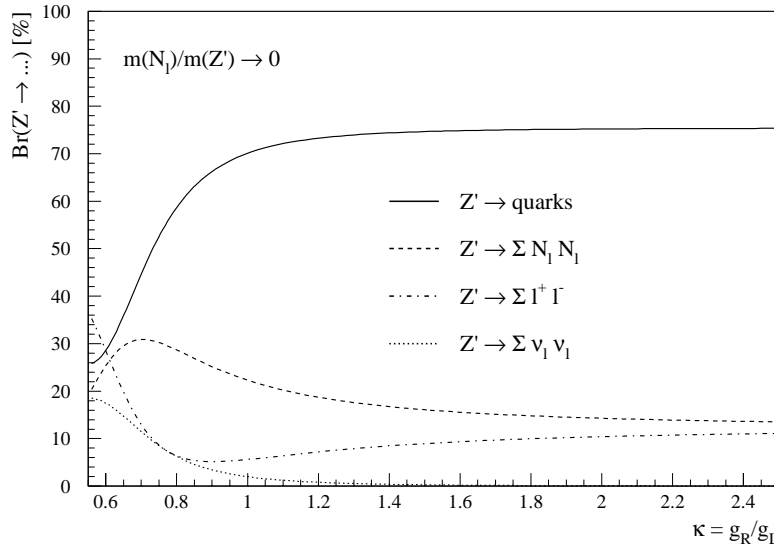


FIG. 4.11: Évolution des rapports de branchement des voies de désintégration du boson Z' avec κ . Les calculs ont été effectués avec $m_{Z'} = 3 \text{ TeV}/c^2$ et $m_{N_l} \ll m_{Z'}$.

On constate qu'une faible valeur de κ défavorise les canaux hadroniques au profit des voies $Z' \rightarrow N_l N_l$, $Z' \rightarrow \nu_l \nu_l$ et $Z' \rightarrow ll$. Par contre, si $g_R > g_L$, ce sont les désintégrations leptoniques du boson qui se retrouvent défavorisées.

4.4.3 Détermination expérimentale de κ

Si les bosons W_R et Z' sont mis en évidence au LHC, certaines méthodes permettront ensuite de mesurer l'asymétrie entre les constantes de couplage g_R et g_L , et ceci indépendamment des matrices de mélange des quarks gauches et droits [80].

a) Mesure des effets de polarisation associés à la réaction $pp \rightarrow Z' \rightarrow l^+l^-$

L'influence du spin sur les processus de production et de désintégration de W_R et Z' dépend fortement de la manière avec laquelle les fermions se couplent aux bosons de jauge. Comme seuls les quarks et les leptons droits se couplent à W_R , les effets de polarisation liés au processus $pp \rightarrow W_R \rightarrow lN_l$ sont indépendants de la valeur κ .

Par contre, la répartition de Z' dans les états $S_z = -1$ et $S_z = +1$ est déterminée par les deux composantes chirales des fermions, qui dépendent fortement de κ via les constantes de couplage vectorielles et axiales. Les effets de polarisation liés au processus $pp \rightarrow Z' \rightarrow l^+l^-$ sont donc très sensibles à l'asymétrie du modèle. La figure 4.12 montre l'influence de κ sur la valeur de $A_{FB}(Z')$: la détermination de cette quantité constitue donc un test majeur pour la symétrie du modèle.

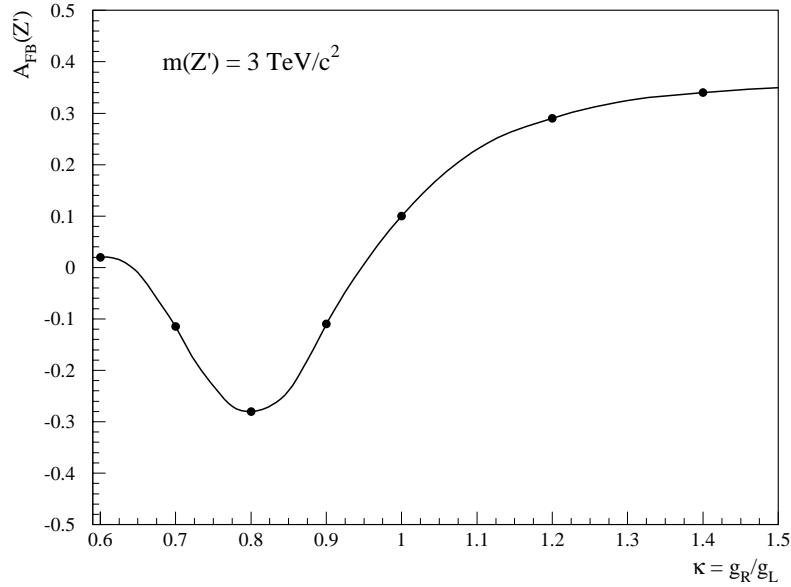


FIG. 4.12: Évolution de $A_{FB}(Z')$ avec κ pour $m_{Z'} = 3 \text{ TeV}/c^2$ (la détermination de $A_{FB}(Z')$ est expliquée plus en détails au paragraphe 4.3.2.b).

b) Mesure du rapport entre les masses de W_R et Z'

Jusqu'à présent, nous avons étudié le secteur chargé et le secteur neutre indépendamment l'un de l'autre. Cependant, il ne faut pas oublier qu'ils sont reliés entre eux par le rapport entre les masses des bosons Z' et W_R :

$$\frac{m_{Z'}}{m_{W_R}} = \sqrt{\frac{\kappa^2 \cot^2 \theta_W}{\kappa^2 \cot^2 \theta_W - 1}} \times \frac{1}{\rho_R} \quad (4.18)$$

Cette relation fournit des renseignements non seulement sur les couplages des fermions gauches et droits mais aussi sur le secteur de Higgs, via le terme ρ_R qui a été défini à l'équation (1.41).

Comme les principales caractéristiques des bosons de jauge du Modèle Symétrique et des neutrinos droits de Majorana sont connues, il faut maintenant déterminer l'efficacité du détecteur ATLAS vis-à-vis des processus permettant leur mise en évidence, afin de pouvoir estimer le potentiel de découverte de ces nouvelles particules au LHC.

Chapitre 5

Recherche des neutrinos droits de Majorana dans ATLAS

Dans ce chapitre, on se propose d'estimer le potentiel de découverte des neutrinos droits de Majorana dans le détecteur ATLAS. Pour ce faire, nous nous intéresserons plus spécifiquement aux deux processus suivants : $pp \rightarrow W_R \rightarrow eN_e$ et $pp \rightarrow Z' \rightarrow N_e N_e$. L'essentiel de cette étude va faire intervenir des canaux mettant en jeu des électrons et des jets hadroniques dans l'état final. Ceux-ci présentent un intérêt expérimental majeur car ils nécessitent l'emploi des calorimètres, détecteurs dont la résolution s'améliore avec l'énergie qui y est déposée et donc particulièrement adaptés à la recherche de particules lourdes. Dans toute cette étude, le comportement du détecteur ATLAS est simulé par le programme ATLFast 1.57 [81], qui est décrit plus en détails dans l'annexe B.

Rappelons ici les hypothèses simplificatrices avec lesquelles on choisit de travailler :

- on suppose que les mélanges W_R - W_L et Z' - Z sont négligeables.
- on suppose que les constantes de couplage et les matrices CKM sont identiques pour les fermions gauches et droits. Associée au fait que les neutrinos sont considérés comme des particules de Majorana, cette hypothèse conduit à $m_{Z'} = 1.7 m_{W_R}$.
- on suppose que $m_{N_\tau} \geq m_{N_\mu} \geq m_{N_e}$ et on choisit de limiter notre étude aux deux situations extrêmes suivantes : $m_{N_e} = m_{N_\mu} = m_{N_\tau}$ et $m_{N_e} \ll m_{N_\mu} \ll m_{N_\tau}$ avec m_{N_μ} et m_{N_τ} toutes les deux supérieures à m_{W_R} (et donc à $m_{Z'}/2$). Ceci permet de minimiser le nombre des paramètres qui interviennent dans le calcul des sections efficaces des processus mettant en jeu W_R et Z' . De plus, les seules décroissances à considérer pour les neutrinos droits de Majorana sont $N_e \rightarrow e q_i \bar{q}_j$.

5.1 Le processus $pp \rightarrow W_R \rightarrow eN_e$ dans ATLAS

Dans ce paragraphe, nous nous intéresserons au processus $pp \rightarrow W_R \rightarrow eN_e \rightarrow eeq_i\bar{q}_j$. C'est le plus prometteur pour la mise en évidence du neutrino droit de Majorana N_e . Avec les hypothèses précédemment citées, sa section efficace ne dépend que de la masse du boson W_R et de la quantité r_W qui est le rapport entre m_{N_e} et m_{W_R} :

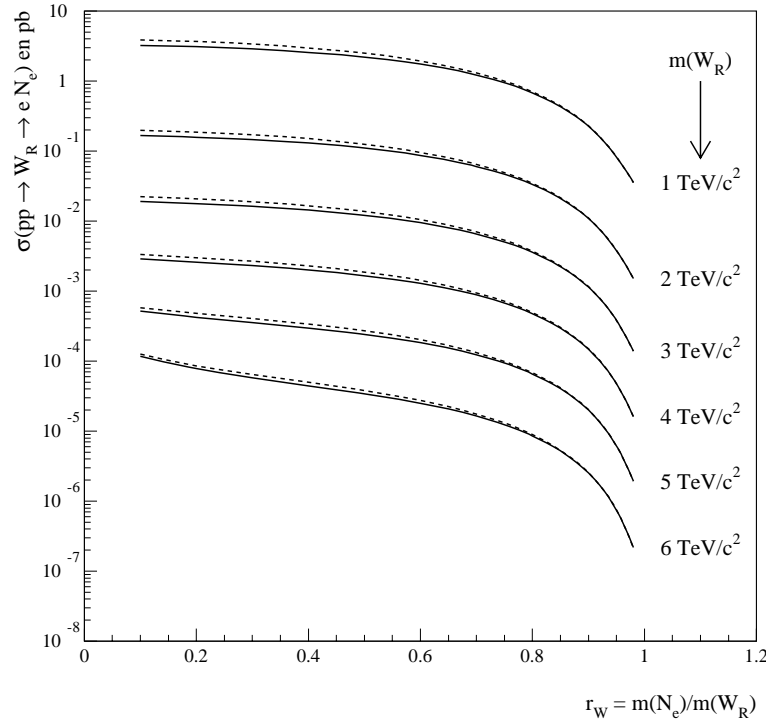


FIG. 5.1: Section efficace associée au processus $pp \rightarrow W_R \rightarrow eN_e \rightarrow eeq_i\bar{q}_j$. Les traits pleins correspondent au cas où $m_{N_e} = m_{N_\mu} = m_{N_\tau}$ et les pointillés correspondent au cas où seul N_e peut être produit dans les décroissances du boson W_R .

5.1.1 Sélection des événements $pp \rightarrow W_R \rightarrow eN_e \rightarrow eeq_i\bar{q}_j$

Parmi tous les événements $pp \rightarrow W_R \rightarrow eN_e \rightarrow eeq_i\bar{q}_j$ qui sont attendus au LHC, seule une certaine fraction sera effectivement observée dans ATLAS. Cette dernière dépend principalement des caractéristiques du détecteur et des diverses limitations imposées par l'expérimentateur. À titre d'exemple, considérons m_{W_R} égale à 2 TeV/c² et, pour diverses valeurs de r_W , reportons les nombres d'électrons et de jets hadroniques reconstruits par ATLAS dans le tableau 5.1.

$m_{W_R} = 2 \text{ TeV}/c^2$					
Nombres d'électrons isolés	Fraction des événements pour r_W valant				
	0.1	0.3	0.5	0.7	0.9
$n_e = 0$	4.1%	1.0%	0.7%	1.0%	1.3%
$n_e = 1$	50.4%	19.1%	14.4%	13.0%	15.2%
$n_e = 2$	45.4%	78.0%	82.0%	83.0%	80.7%
$n_e = 3$	0.1%	1.9%	2.9%	3.0%	2.8%
de jets hadroniques					
$n_j = 1$	6.6%	0.9%	0.3%	0.2%	0.1%
$n_j = 2$	24.4%	13.7%	9.9%	8.6%	7.6%
$n_j \geq 3$	69.0%	85.4%	89.8%	91.2%	92.3%
$n_e = 2$ et $n_j \geq 2$	39.7%	77.1%	81.7%	82.8%	80.6%

TAB. 5.1: Nombres d'électrons et de jets reconstruits par le détecteur ATLAS, pour le canal $W_R \rightarrow eN_e \rightarrow eeq_i\bar{q}_j$.

Si la valeur de r_W est suffisamment grande, on parvient à isoler les deux électrons attendus avec une bonne efficacité. Il existe même quelques cas pour lesquels on trouve trois électrons isolés. Ceux-ci correspondent généralement aux événements dans lesquels on a $N_e \rightarrow ebt \rightarrow ee\nu_e bb$ (mais cette situation est suffisamment rare pour qu'on puisse la laisser de côté par la suite). Pour les faibles valeurs de r_W , l'électron qui est issu du neutrino droit de Majorana satisfait plus rarement les critères d'isolation : en effet, plus N_e a une masse petite devant celle du boson W_R qui lui donne naissance, plus l'énergie cinétique qu'il emporte est grande et, par conséquent, plus ses produits de désintégration sont difficiles à séparer dans le détecteur.

On constate également que le nombre de jets hadroniques reconstruits est généralement bien supérieur à deux, pour les raisons suivantes :

- les partons qui ne participent pas directement à la production de W_R conduisent eux aussi à la formation de jets.
- les quarks produits dans la décroissance de N_e peuvent émettre des gluons durs avant de s'hadroniser, contribuant ainsi à l'augmentation de la multiplicité des jets.

Tous les jets hadroniques additionnels sont susceptibles de polluer la détection de ceux qui sont directement issus du neutrino droit de Majorana. Par la suite, on supposera que ce sont les deux jets de plus grandes impulsions transverses, notés j_1 et j_2 , qui proviennent

de N_e et on ne s'intéressera donc qu'aux signaux ayant deux électrons isolés et au moins deux jets hadroniques dans l'état final (l'efficacité de ce critère de sélection a également été reportée dans le tableau 5.1, dans le cas où m_{W_R} vaut $2 \text{ TeV}/c^2$).

À ce stade de l'étude, on ne peut pas distinguer l'électron issu de N_e de celui provenant directement de W_R . Par conséquent, il faut tenir compte des deux combinaisons ($e_1 j_1 j_2$) pour mettre en évidence le neutrino droit de Majorana. Choisissons d'indiquer les deux électrons de façon telle que $E_T(e_1) \geq E_T(e_2)$ et, pour chaque événement, notons respectivement m_1 et m_2 les masses invariantes des systèmes ($e_1 j_1 j_2$) et ($e_2 j_1 j_2$). Après avoir porté m_1 et m_2 dans deux histogrammes, on ajoute ces derniers afin d'obtenir un spectre analogue à celui de la figure 5.2. Au voisinage du pic, on constate que la distribution est fortement dissymétrique : ceci est essentiellement dû à l'émission de gluons par les quarks issus de N_e . Pour rendre compte de cet effet, on choisit de ne conserver que les événements pour lesquels m_1 ou m_2 est comprise entre $0.7m_{N_e}$ et $1.1m_{N_e}$.

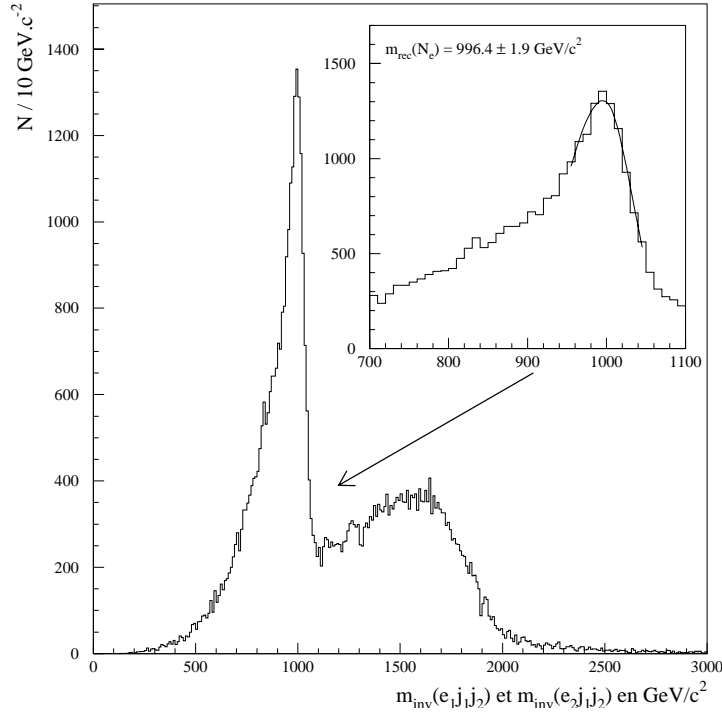


FIG. 5.2: Reconstruction du neutrino droit de Majorana dans le détecteur ATLAS, pour $m_{W_R} = 2 \text{ TeV}/c^2$ et $m_{N_e} = 1 \text{ TeV}/c^2$. La courbe est donnée pour une luminosité intégrée de $3 \times 10^5 \text{ pb}^{-1}$, dans le cas où $m_{N_e} = m_{N_\mu} = m_{N_\tau}$. Pour retrouver la masse de N_e , on approxime le pic par une distribution gaussienne asymétrique (dont l'écart-type n'est pas le même à gauche et à droite de la valeur moyenne).

On reconstruit ensuite le boson W_R en calculant la masse invariante du système (eej_1j_2) . Les figures 5.3.a, 5.3.b et 5.3.c montrent les spectres ainsi obtenus dans le cas où m_{W_R} vaut $2 \text{ TeV}/c^2$, avec respectivement $r_W = 0.25$, $r_W = 0.5$ et $r_W = 0.75$. On peut alors constater que plus le neutrino droit de Majorana est lourd, plus la dissymétrie du spectre consécutive au rayonnement de gluons est importante. Par la suite, on ne retiendra que les événements pour lesquels la masse invariante du système (eej_1j_2) est comprise entre $(0.9 - 0.2r_W)m_{W_R}$ et $1.1m_{W_R}$.

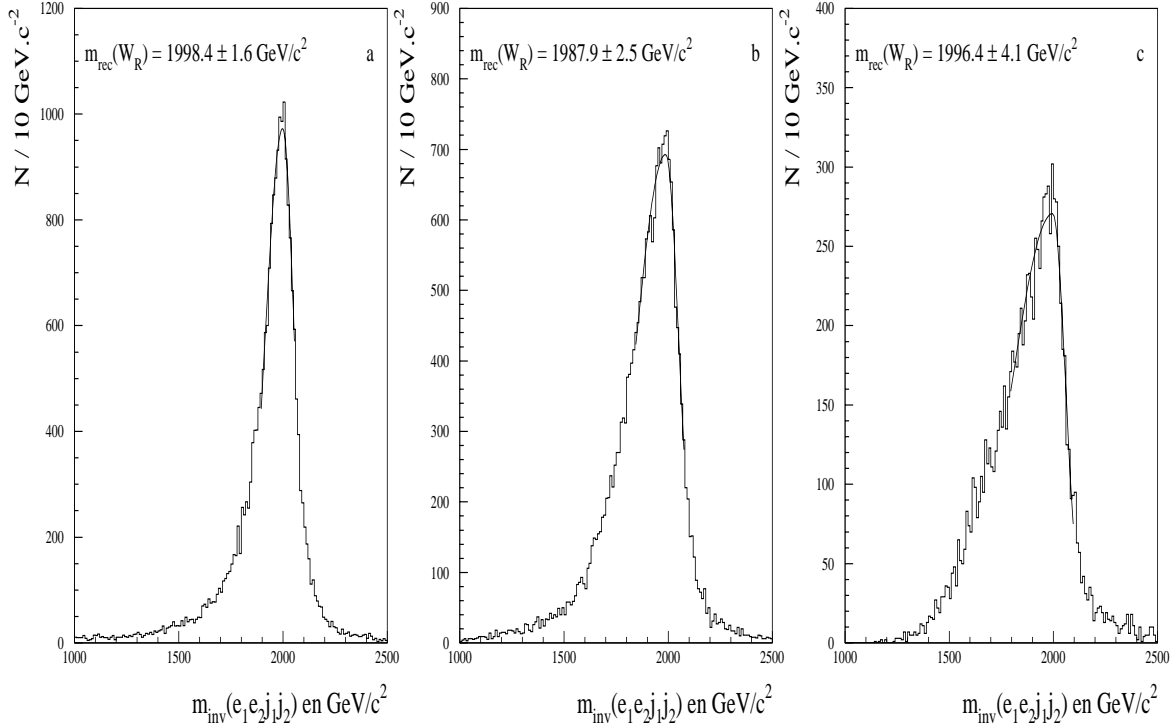


FIG. 5.3: Reconstruction du boson W_R dans le détecteur ATLAS, pour $m_{W_R} = 2 \text{ TeV}/c^2$ et $m_{N_e} = 0.5 \text{ TeV}/c^2$ (a), $m_{N_e} = 1 \text{ TeV}/c^2$ (b) ou $m_{N_e} = 1.5 \text{ TeV}/c^2$ (c). Les courbes sont données pour une luminosité intégrée de $3 \times 10^5 \text{ pb}^{-1}$, dans le cas où $m_{N_e} = m_{N_\mu} = m_{N_\tau}$. Pour retrouver la masse de W_R , on approxime le pic par une distribution gaussienne asymétrique.

5.1.2 Réduction du bruit de fond physique

Tous les processus physiques qui conduisent à un état final constitué de deux électrons isolés et d'au moins deux jets hadroniques sont susceptibles de parasiter les signaux issus de la production du boson W_R et du neutrino droit de Majorana N_e .

Dans le cadre du Modèle Standard, on s'intéressera aux bruits de fond suivants :

$$pp \rightarrow \left\{ \begin{array}{c} WW, ZW, ZZ \\ t\bar{t} \rightarrow W^+W^-b\bar{b} \\ Z/\gamma^* \end{array} \right\} + \text{jets} \rightarrow ee + \text{jets} + \dots$$

Le tableau 5.2 indique quels processus ont été sélectionnés dans PYTHIA pour générer les bruits de fond ci-dessus. Les sections efficaces correspondantes, ainsi que les fractions d'événements reconstruits avec deux électrons isolés et au moins deux jets hadroniques dans l'état final, y sont également reportées.

Bruit de fond considéré	Processus sélectionnés dans PYTHIA	Section efficace correspondante	Fraction d'événements avec $n_e = 2$ et $n_j \geq 2$
$pp \rightarrow WW$	25	70.2 pb	0.14%
$pp \rightarrow ZW$	23	26.2 pb	1.16%
$pp \rightarrow ZZ$	22	11.1 pb	2.52%
$pp \rightarrow t\bar{t}$	81, 82	0.60 nb	1.37%
$pp \rightarrow Z/\gamma^*$	1 avec $\sqrt{x_1 x_2 s} \geq 80$ GeV	41.4 nb	0.10%

TAB. 5.2: Bruits de fond associés au processus $pp \rightarrow W_R \rightarrow eN_e \rightarrow eeq_i\bar{q}_j$, sections efficaces correspondantes et fractions d'événements reconstruits avec deux électrons isolés et au moins deux jets hadroniques dans l'état final.

Les principales observables qui sont associées à ces bruits de fond sont données par la figure 5.4 :

- les deux jets hadroniques de plus grandes impulsions transverses j_1 et j_2 proviennent principalement de particules ayant des masses comprises entre 80 et 175 GeV/c² ou sont les rescapés de la collision proton-proton : ils ont donc des énergies transverses assez faibles.
- les deux électrons détectés proviennent soit d'un boson Z soit d'une paire W^+W^- , directement ou via $\tau \rightarrow \nu_\tau \nu_e e$: par conséquent, leurs énergies transverses demeurent assez faibles, ils portent des charges électriques opposées et leur masse invariante est généralement proche de m_Z .

Pour comparaison, la figure 5.5 montre les mêmes observables dans le cas du processus $pp \rightarrow W_R \rightarrow eN_e$ quand $m_{W_R} = 2$ TeV/c² et $m_{N_e} = 1$ TeV/c².

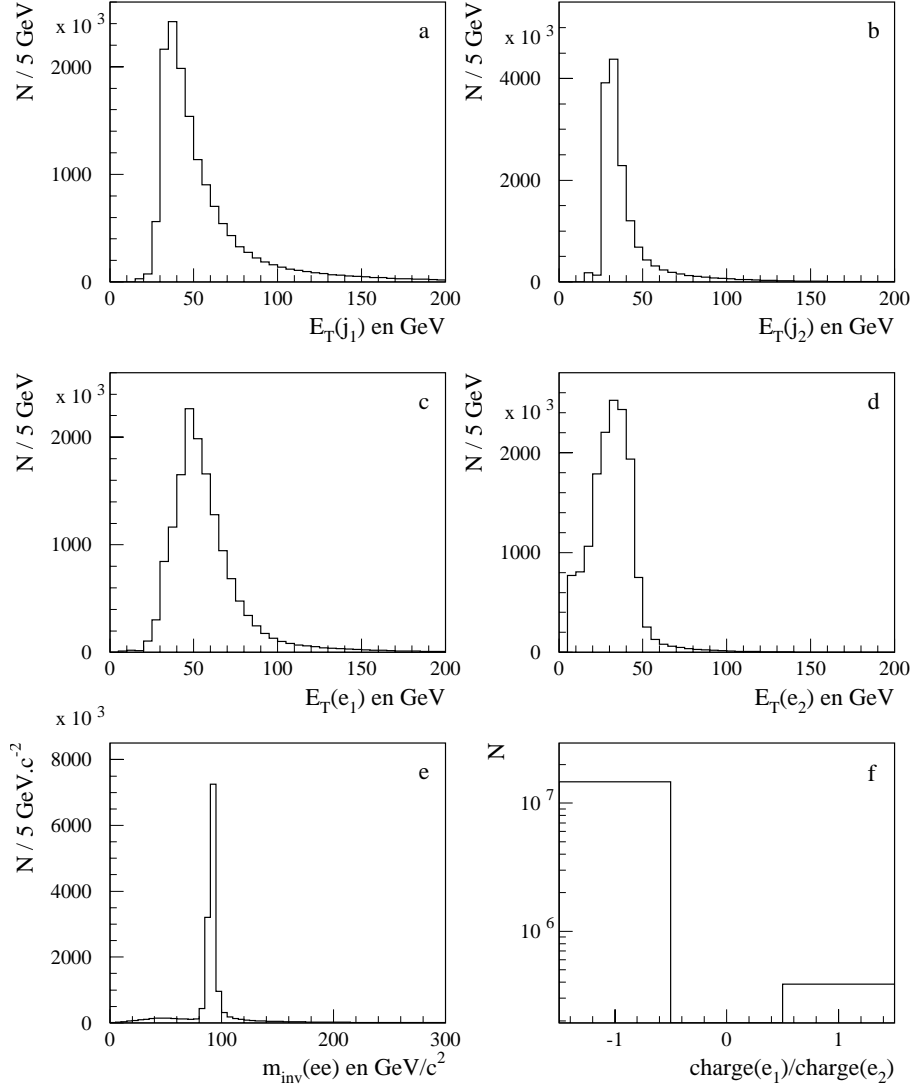


FIG. 5.4: Principales signatures expérimentales des bruits de fond physiques associés à $pp \rightarrow W_R \rightarrow eN_e$ dans ATLAS. Les courbes ont été normalisées à une luminosité intégrée de $3 \times 10^5 \text{ pb}^{-1}$.

- (a) et (b) Spectres en énergie transverse des jets hadroniques j_1 et j_2 .
- (c) et (d) Spectres en énergie transverse des deux électrons isolés.
- (e) Spectre de masse invariante du système (ee) .
- (f) Répartition des événements suivant la valeur du rapport des charges électriques des deux électrons isolés.

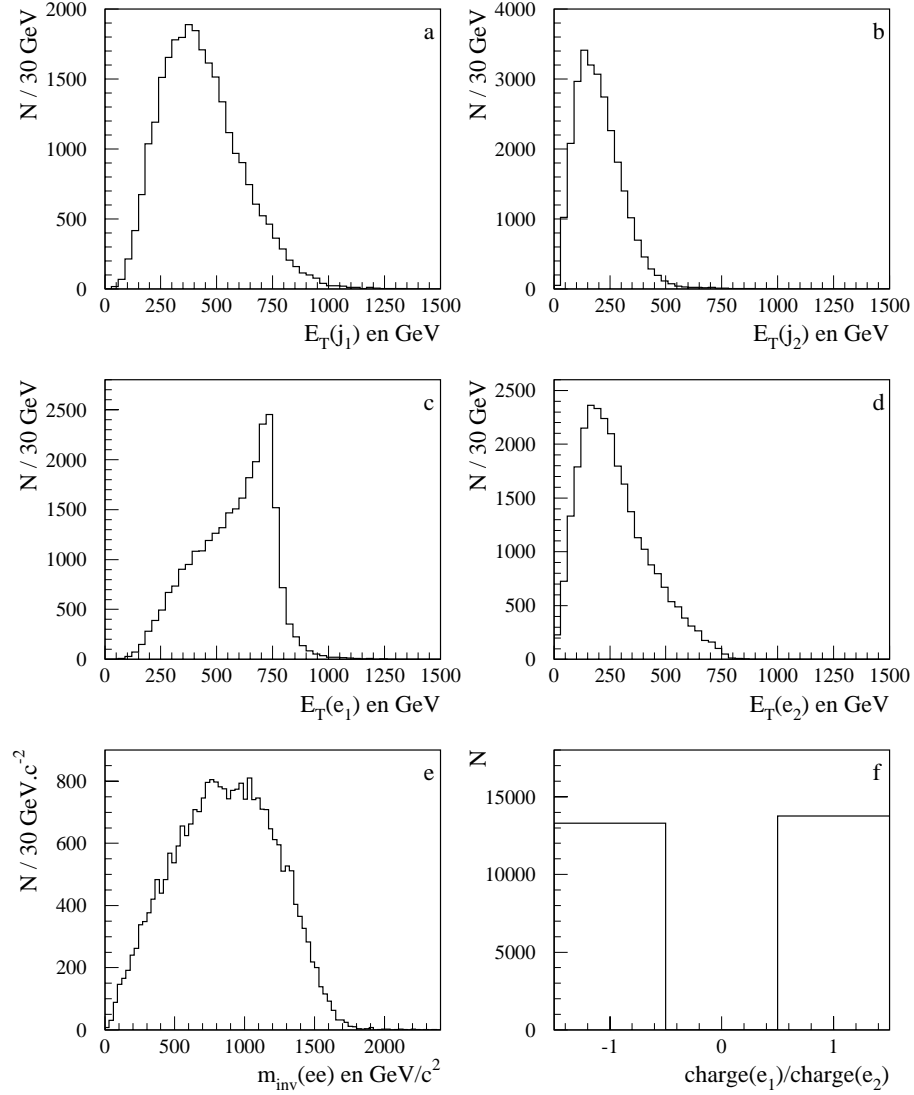


FIG. 5.5: Principales signatures expérimentales de $pp \rightarrow W_R \rightarrow eN_e$ dans ATLAS, avec $m_{W_R} = 2 \text{ TeV}/c^2$ et $m_{N_e} = 1 \text{ TeV}/c^2$. Les courbes correspondent à une luminosité intégrée de $3 \times 10^5 \text{ pb}^{-1}$, dans le cas où $m_{N_e} = m_{N_\mu} = m_{N_\tau}$.

- (a) et (b) Spectres en énergie transverse des jets hadroniques j_1 et j_2 .
- (c) et (d) Spectres en énergie transverse des deux électrons isolés.
- (e) Spectre de masse invariante du système (ee) .
- (f) Répartition des événements suivant la valeur du rapport des charges électriques des deux électrons isolés.

Dans un premier temps, pour réduire les bruits de fond physiques sans trop dégrader la statistique de la réaction $pp \rightarrow W_R \rightarrow eN_e$, on choisit d'imposer les coupures suivantes :

- j_1 et j_2 doivent tous deux avoir une énergie transverse supérieure à 100 GeV.
- la masse invariante du système (ee) doit être supérieure à 200 GeV/c^2 : ceci permet non seulement d'éliminer les cas où les deux électrons proviennent d'un boson Z mais aussi de réduire efficacement le nombre d'événements pour lesquels les électrons isolés ont une faible énergie transverse.

La figure 5.6 donne alors un exemple des spectres de masse qu'on peut obtenir pour N_e et W_R quand on prend en compte les bruits de fond physiques et quand on applique les coupures citées ci-dessus.

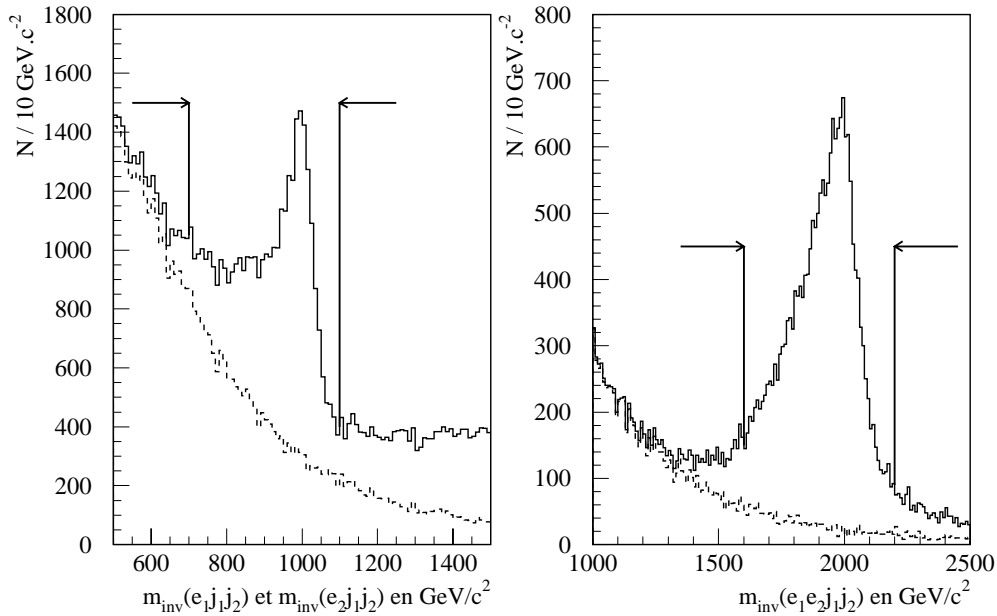


FIG. 5.6: Reconstruction du neutrino droit de Majorana N_e et du boson W_R dans le détecteur ATLAS, pour $m_{W_R} = 2 \text{ TeV}/c^2$ et $m_{N_e} = 1 \text{ TeV}/c^2$, après l'ajout des bruits de fond physiques et l'application des coupures suivantes : $m_{inv}(ee) \geq 200 \text{ GeV}/c^2$, $E_T(j_1)$ et $E_T(j_2) \geq 100 \text{ GeV}$. Seuls les événements qui sont situés dans les zones entre les flèches contiennent la partie intéressante du signal.

Pour chaque année de fonctionnement du LHC à haute luminosité, environ 5 millions d'événements parasites sont attendus, mais seuls 12470 satisfont les critères de sélection sur la masse invariante des deux électrons et sur l'énergie transverse des jets hadroniques

(parmi eux, on trouve 94% d'événements du type $pp \rightarrow t\bar{t}$). Par conséquent, 99.75% du bruit de fond est éliminé. Notons S le nombre d'événements $pp \rightarrow W_R \rightarrow eN_e$ qui sont détectés après l'application des coupures précédemment citées. Si on écrit S sous la forme $\epsilon \times \sigma(pp \rightarrow W_R \rightarrow eN_e) \times L_{int}$, alors l'efficacité ϵ dépend de m_{W_R} et m_{N_e} comme indiqué par la figure 5.7.

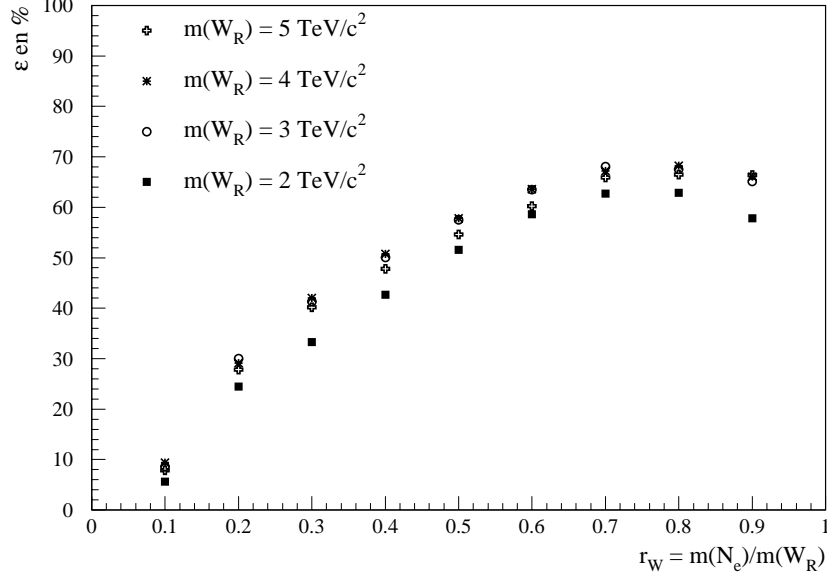


FIG. 5.7: Efficacité de reconstruction de $pp \rightarrow W_R \rightarrow eN_e$ en fonction de m_{W_R} et m_{N_e} .

Pour les petites valeurs de r_W (typiquement celles inférieures à 0.4), le bruit de fond reste très restreint, voire inexistant, car très peu d'événements satisfont simultanément les deux conditions suivantes :

$$0.7m_{N_e} \leq m_{inv}(e_1 j_1 j_2) \leq 1.1m_{N_e} \text{ ou } 0.7m_{N_e} \leq m_{inv}(e_2 j_1 j_2) \leq 1.1m_{N_e}$$

$$(0.9 - 0.2r_W)m_{W_R} \leq m_{inv}(e_1 e_2 j_1 j_2) \leq 1.1m_{W_R}$$

Précisons que plus r_W est faible, plus les produits de désintégration du neutrino droit de Majorana sont difficiles à séparer dans le détecteur. Quand $m_{N_e} \ll m_{W_R}$, l'électron issu de N_e satisfait rarement les critères d'isolation et les deux quarks qui l'accompagnent sont susceptibles de former un seul jet hadronique. En général, celui-ci correspond à j_1 . Dans ce cas, j_2 ne provient pas de la décroissance de N_e . Comme son énergie transverse est assez faible, une fraction significative des événements $pp \rightarrow W_R \rightarrow eN_e$ est perdue quand on demande que $E_T(j_2)$ soit supérieure à 100 GeV.

Une façon de remédier à ce problème est de choisir préférentiellement des événements pour lesquels l'état final comporte un électron isolé e_0 (celui-ci provient directement de la décroissance du boson W_R) et un jet hadronique j_0 qui semble déposer une fraction importante de son énergie dans le calorimètre électromagnétique (il s'agit des produits de désintégration de N_e). Il semble assez difficile de reconstruire proprement le neutrino droit de Majorana à partir de tels événements. Par contre, la détermination de la masse du boson W_R ne pose pas de problème (voir figure 5.8). On peut la mesurer grâce au spectre de masse invariante associé au système $(e_0 j_0)$. Mais on peut également la déduire des spectres en énergie transverse de l'électron isolé e_0 ou du jet hadronique j_0 : en effet, tous deux sont des pics jacobiens en $m_{W_R}/2$. Par la suite, on conservera uniquement les événements pour lesquels $(0.9 - 0.2r_W)m_{W_R} \leq m_{inv}(e_0 j_0) \leq 1.1m_{W_R}$ et on demandera que $E_T(e_0)$ et $E_T(j_0)$ soient toutes les deux supérieures à 1 TeV.

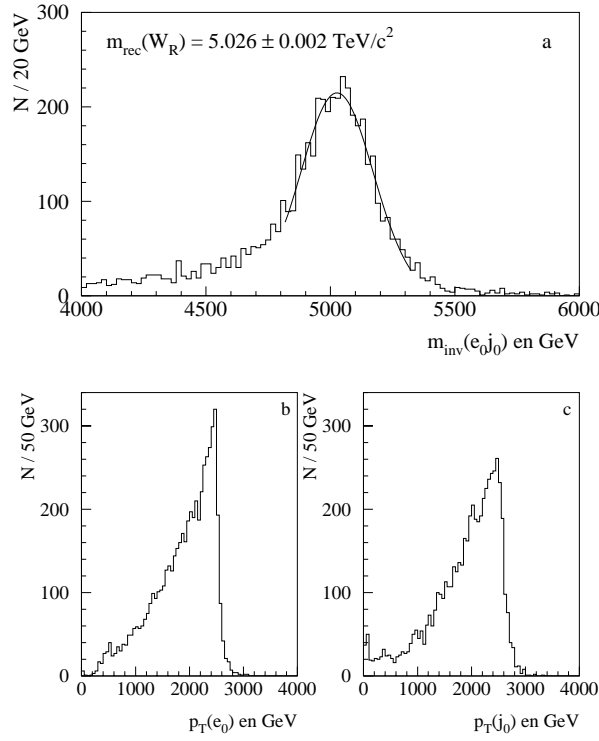


FIG. 5.8: Détermination de la masse du boson W_R quand $m_{N_e} \ll m_{W_R}$. Les figures ci-dessus ont été obtenues avec $m_{W_R} = 5 \text{ TeV}/c^2$ et $m_{N_e} = 300 \text{ GeV}/c^2$ (10000 événements ont été générés) :

- (a) Spectre de masse du système $(e_0 j_0)$.
- (b) et (c) Spectres en énergie transverse de l'électron isolé e_0 et du jet hadronique j_0 associé au neutrino droit de Majorana.

Dans le cas contraire, quand r_W s'approche de 1, le rapport signal sur bruit diminue et l'extraction des événements $pp \rightarrow W_R \rightarrow eN_e$ devient de plus en plus difficile :

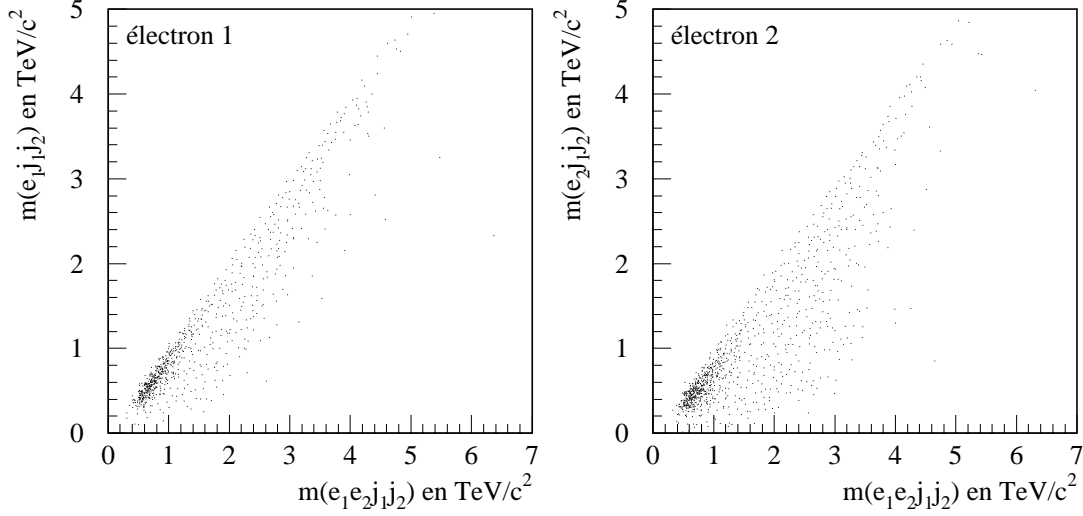


FIG. 5.9: Répartition du bruit de fond dans les plans $(m_{inv}(e_1e_2j_1j_2); m_{inv}(e_1j_1j_2))$ et $(m_{inv}(e_1e_2j_1j_2); m_{inv}(e_2j_1j_2))$ après avoir utilisé les coupures cinématiques suivantes : $m_{inv}(ee) \geq 200 \text{ GeV}/c^2$, $E_T(j_1)$ et $E_T(j_2) \geq 100 \text{ GeV}$.

Plusieurs solutions sont envisageables pour résoudre ce problème :

- on peut améliorer les critères de sélection sur la masse invariante des deux électrons et l'énergie transverse des jets afin de réduire encore le bruit de fond physique. Par exemple, si on impose des coupures à $500 \text{ GeV}/c^2$ sur $m_{inv}(ee)$ et à 250 GeV sur $E_T(j_1)$ et $E_T(j_2)$, il ne reste que 9 événements du type $pp \rightarrow Z/\gamma^*$ et 16 événements du type $pp \rightarrow t\bar{t}$ par année de fonctionnement du LHC à haute luminosité. Quant à la perte de signal, elle est d'autant plus faible que m_{W_R} et m_{N_e} sont élevées.
- tout en conservant les coupures à $200 \text{ GeV}/c^2$ sur $m_{inv}(ee)$ et à 100 GeV sur $E_T(j_1)$ et $E_T(j_2)$, on peut choisir de sélectionner uniquement les événements pour lesquels les deux électrons portent la même charge électrique. Dans ce cas, il ne reste que 106 événements du type $pp \rightarrow t\bar{t}$ par année de fonctionnement du LHC à haute luminosité et la perte de signal vaut 50%, quelles que soient m_{W_R} et m_{N_e} .

5.1.3 Estimation du potentiel de découverte de W_R et N_e dans le détecteur ATLAS

Après avoir appliqué les coupures visant à réduire les processus parasites et les critères de sélection relatifs à $m_{inv}(e_1 j_1 j_2)$, $m_{inv}(e_2 j_1 j_2)$ et $m_{inv}(e_1 e_2 j_1 j_2)$, on note S le nombre d'événements $pp \rightarrow W_R \rightarrow e N_e$ et B la quantité de bruit de fond correspondante. Pour que la découverte de W_R et N_e soit possible, on considère que S doit dépasser 10 et être supérieur à 5 fois la valeur de l'écart-type σ_B du bruit de fond associé (comme celui-ci se distribue suivant une loi de Poisson de moyenne B , σ_B vaut \sqrt{B}).

Dans un premier temps, on se contente d'appliquer des coupures à 200 GeV/c² sur la masse invariante des deux électrons et à 100 GeV sur les énergies transverses $E_T(j_1)$ et $E_T(j_2)$. Alors, pour $L_{int} = 3 \times 10^4$ pb⁻¹, W_R et N_e peuvent être découverts dans ATLAS s'ils ont des masses respectivement inférieures à 4.6 et 2.8 TeV/c² (voir les carrés noirs dans la figure 5.10). Pour $L_{int} = 3 \times 10^5$ pb⁻¹, ces limites d'observabilité peuvent être repoussées jusqu'à 5.8 et 3.4 TeV/c² (voir les cercles noirs dans la figure 5.10). Le potentiel de découverte associé aux événements pour lesquels $r_W \ll 1$ a également été étudié : pour une luminosité intégrée de 3×10^4 pb⁻¹ (respectivement 3×10^5 pb⁻¹), il a été tracé dans la figure 5.10 en utilisant des carrés (respectivement des cercles) blancs.

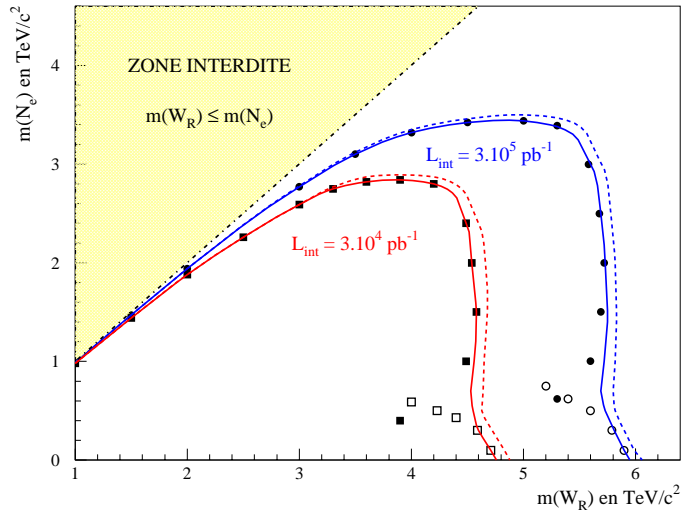


FIG. 5.10: Potentiel de découverte de W_R et N_e dans le détecteur ATLAS quand les coupures appliquées pour réduire le bruit de fond sont : $m_{inv}(ee) \geq 200$ GeV/c², $E_T(j_1)$ et $E_T(j_2) \geq 100$ GeV. Les contours pleins correspondent au cas où $m_{N_e} = m_{N_\mu} = m_{N_\tau}$ et les contours en pointillés au cas où seul N_e peut être produit dans les décroissances du boson W_R .

Les frontières du contour de découverte dépendent fortement des coupures utilisées pour réduire le bruit de fond. Plus celles-ci sont efficaces, plus la limite d'observabilité de N_e peut être repoussée vers le haut. Mais le prix à payer est un abaissement de la limite d'observabilité de W_R . Les deux exemples ci-après l'illustrent bien.

Utilisons les coupures suivantes : $m_{inv}(ee) \geq 500 \text{ GeV}/c^2$, $E_T(j_1)$ et $E_T(j_2) \geq 250 \text{ GeV}$. Dans ce cas, le boson W_R et le neutrino droit de Majorana N_e peuvent être mis en évidence dans ATLAS si leurs masses sont respectivement inférieures à 4.4 et 3.1 TeV/c^2 pour $L_{int} = 3 \times 10^4 \text{ pb}^{-1}$. Pour $L_{int} = 3 \times 10^5 \text{ pb}^{-1}$, ces limites d'observabilité peuvent être repoussées jusqu'à 5.6 et 4.0 TeV/c^2 (voir figure 5.11).

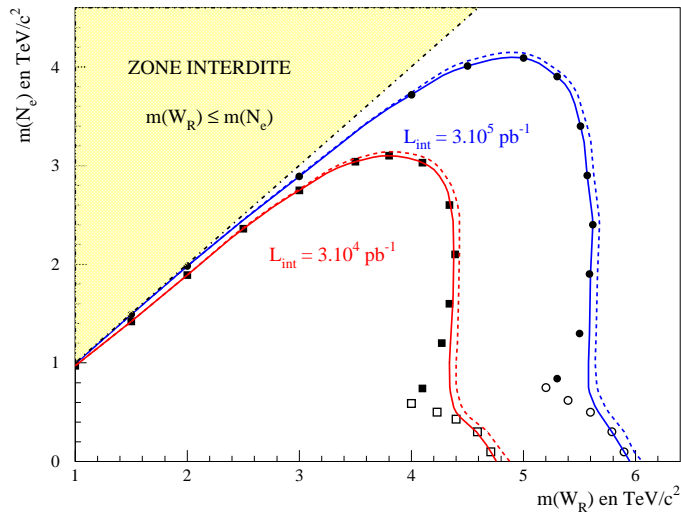


FIG. 5.11: Potentiel de découverte du boson W_R et du neutrino droit de Majorana N_e dans le détecteur ATLAS quand les coupures appliquées pour réduire le bruit de fond sont : $m_{inv}(ee) \geq 500 \text{ GeV}/c^2$, $E_T(j_1)$ et $E_T(j_2) \geq 250 \text{ GeV}$. Les contours pleins correspondent au cas où $m_{N_e} = m_{N_\mu} = m_{N_\tau}$ et les contours en pointillés au cas où seul N_e peut être produit dans les décroissances de W_R .

Choisissons maintenant d'utiliser les coupures suivantes : $m_{inv}(ee) \geq 200 \text{ GeV}/c^2$, $E_T(j_1)$ et $E_T(j_2) \geq 100 \text{ GeV}$, $\text{charge}(e_1) = \text{charge}(e_2)$. Dans ce cas, W_R et N_e peuvent être mis en évidence dans ATLAS si leurs masses sont respectivement inférieures à 4.2 et 2.9 TeV/c^2 pour $L_{int} = 3 \times 10^4 \text{ pb}^{-1}$. Pour $L_{int} = 3 \times 10^5 \text{ pb}^{-1}$, ces limites d'observabilité peuvent être repoussées jusqu'à 5.4 et 3.8 TeV/c^2 (voir figure 5.12).

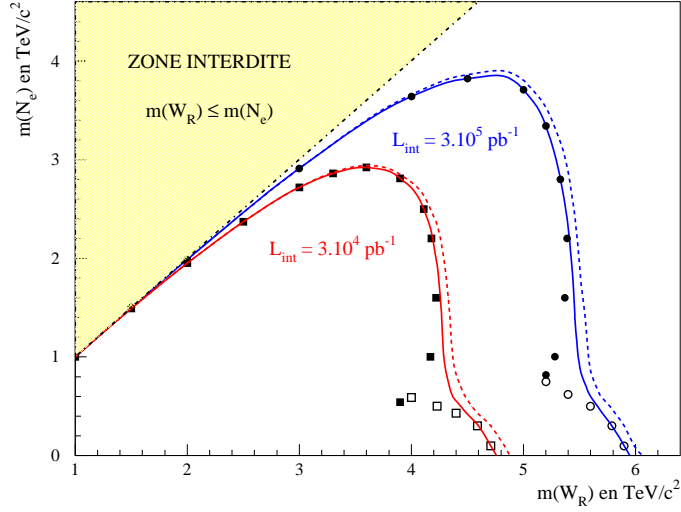


FIG. 5.12: Potentiel de découverte du boson W_R et du neutrino droit de Majorana N_e dans le détecteur ATLAS quand les coupures appliquées pour réduire le bruit de fond sont : $m_{inv}(ee) \geq 200 \text{ GeV}/c^2$, $E_T(j_1)$ et $E_T(j_2) \geq 100 \text{ GeV}$, $\text{charge}(e_1) = \text{charge}(e_2)$. Les contours pleins correspondent au cas où $m_{N_e} = m_{N_\mu} = m_{N_\tau}$ et les contours en pointillés au cas où seul N_e peut être produit dans les décroissances de W_R .

5.1.4 Identification de la provenance des électrons produits dans le processus $pp \rightarrow W_R \rightarrow eN_e \rightarrow eeq_i\bar{q}_j$

Si le boson W_R et le neutrino droit de Majorana N_e sont découverts dans ATLAS, on pourra identifier la provenance de chacun des deux électrons détectés en utilisant la méthode suivante : pour chaque événement, on calcule $\delta m(e_1) = |m_{N_e}^{rec} - m_{inv}(e_1j_1j_2)|$ et $\delta m(e_2) = |m_{N_e}^{rec} - m_{inv}(e_2j_1j_2)|$, puis on suppose que c'est l'électron ayant le plus petit δm qui provient de N_e .

La figure 5.13 montre l'efficacité de cette méthode pour diverses valeurs de m_{W_R} et m_{N_e} . On constate qu'elle est minimale quand r_W s'approche de 0.75 : dans cette configuration, on peut considérer en première approximation que les deux électrons et les deux quarks se répartissent de manière équitable toute l'énergie de masse de W_R . Les systèmes $(e_1j_1j_2)$ et $(e_2j_1j_2)$ peuvent donc avoir des masses invariantes assez similaires, ce qui ne facilite pas l'identification de la provenance des électrons.

Dans cette étude, les coupures qui ont été appliquées pour supprimer le bruit de fond sont : $m_{inv}(ee) \geq 200 \text{ GeV}/c^2$, $E_T(j_1)$ et $E_T(j_2) \geq 100 \text{ GeV}$, $\text{charge}(e_1) = \text{charge}(e_2)$.

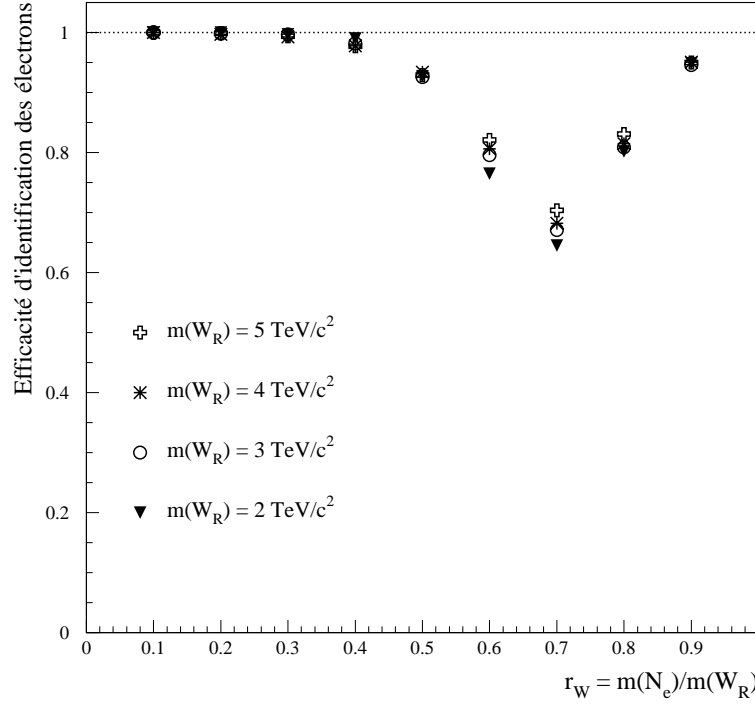


FIG. 5.13: Efficacité de la méthode permettant d'identifier la provenance de chacun des électrons détectés en fonction de m_{W_R} et m_{N_e} .

5.1.5 Réduction de la dissymétrie des spectres de masse due à l'émission de gluons par les quarks issus de N_e

Comme nous l'avons vu au paragraphe 5.1.1, le rayonnement de gluons par les quarks issus de N_e induit une déformation des spectres de masse du boson W_R et du neutrino droit de Majorana (voir figures 5.2 et 5.3). Néanmoins, il est possible de réduire cet effet en appliquant la méthode décrite ci-dessous :

a) Pour tous les événements ayant plus de deux jets hadroniques dans l'état final, on calcule les distances qui séparent j_1 et j_2 de chaque jet additionnel j_k puis on pose $\Delta R(j_k) = \text{Min}(\Delta R_{1 \rightarrow k}; \Delta R_{2 \rightarrow k})$, avec :

$$\Delta R_{1,2 \rightarrow k} = \sqrt{(\eta_{j_k} - \eta_{j_1, j_2})^2 + (\phi_{j_k} - \phi_{j_1, j_2})^2} \quad (5.1)$$

b) Chaque fois que $\Delta R(j_k)$ est inférieure à une certaine valeur ΔR_{max} (qui va être déterminée plus loin), on ajoute le quadrivecteur impulsion-énergie du jet j_k considéré à celui du jet dont il est le plus proche (parmi j_1 et j_2), si bien qu'on obtient :

$$\left(\begin{array}{c} \vec{p}_{j_1} + \vec{p}_{j_2} \\ E_{j_1} + E_{j_2} \end{array} \right)_{corr} = \left(\begin{array}{c} \vec{p}_{j_1} + \vec{p}_{j_2} \\ E_{j_1} + E_{j_2} \end{array} \right) + \sum_k \left(\begin{array}{c} \vec{p}_{j_k} \\ E_{j_k} \end{array} \right)_{\Delta R(j_k) \leq \Delta R_{max}} \quad (5.2)$$

c) Une fois cette modification effectuée, on reconstruit le neutrino droit de Majorana N_e et le boson W_R en utilisant les mêmes méthodes que précédemment.

L'efficacité de cette procédure est directement liée à la valeur choisie pour la distance ΔR_{max} au-delà de laquelle un jet additionnel n'est pas pris en compte. En effet :

- si ΔR_{max} est trop petite, une partie de l'énergie perdue à cause du rayonnement de gluons risque de ne pas être récupérée, si bien que la dissymétrie des spectres de masse à gauche du pic ne sera pas corrigée de façon satisfaisante.
- si ΔR_{max} est trop grande, on risque de prendre en compte des jets hadroniques qui n'ont rien à voir avec le neutrino droit de Majorana, ce qui induit une déformation des spectres de masse à droite du pic.

Il est donc possible de déterminer une valeur optimale pour ΔR_{max} . Notons $N_{0.9-1.1}$ le nombre d'événements pour lesquels on a $0.9m_{N_e} \leq m_{inv}(e_1 j_1 j_2)$ ou $m_{inv}(e_2 j_1 j_2) \leq 1.1m_{N_e}$ et $0.9m_{W_R} \leq m_{inv}(e_1 e_2 j_1 j_2) \leq 1.1m_{W_R}$. Celui-ci augmente de $\Delta N_{0.9-1.1}$ quand on parvient à récupérer une partie de l'énergie perdue par rayonnement de gluons. La figure 5.14 montre comment $\Delta N_{0.9-1.1}$ varie avec la valeur choisie pour ΔR_{max} dans le cas où m_{W_R} vaut 2 TeV/c² et pour diverses valeurs de r_W . On peut alors constater que l'efficacité de la méthode utilisée pour symétriser les spectres de masse de W_R et N_e augmente avec r_W (ce qui n'est pas surprenant puisqu'il en va de même pour les pertes dues au rayonnement de gluons). On voit également que la valeur optimale de ΔR_{max} peut être choisie égale à 1.0, et ceci indépendamment de r_W .

La figure 5.15 montre alors comment les spectres de masse de N_e et W_R sont modifiés quand on parvient à récupérer une partie de l'énergie perdue par rayonnement de gluons. Notons que la symétrisation des pics permet également d'augmenter légèrement l'efficacité de la méthode permettant d'identifier la provenance des électrons. Par exemple, si m_{W_R} vaut 2 TeV/c², on passe de 92.7% à 95.9% quand $r_W = 0.5$ et de 70.2% à 75.2% quand $r_W = 0.75$. Tout ceci va donc nous permettre d'étudier de manière plus précise le processus $pp \rightarrow W_R \rightarrow e N_e$ et, par exemple, d'y mesurer des effets de polarisation.

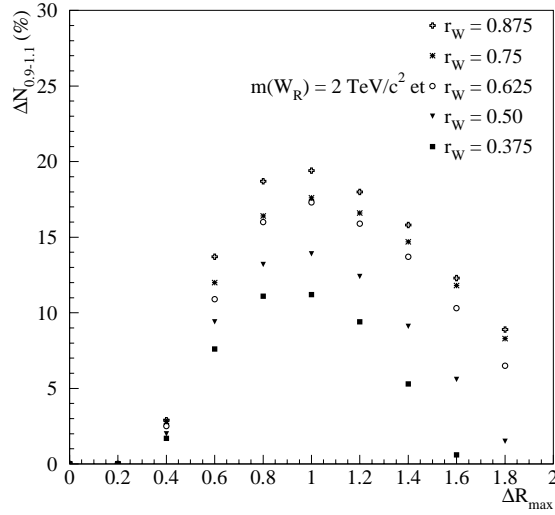


FIG. 5.14: Variation relative du nombre d'événements $N_{0.9-1.1}$ pour lesquels on a à la fois $0.9m_{N_e} \leq m_{inv}(e_1 j_1 j_2)$ ou $m_{inv}(e_2 j_1 j_2) \leq 1.1m_{N_e}$ et $0.9m_{W_R} \leq m_{inv}(e_1 e_2 j_1 j_2) \leq 1.1m_{W_R}$ en fonction de la distance ΔR_{max} au-delà de laquelle un jet additionnel n'est pas pris en compte pour réduire la déformation des spectres de masse de W_R et N_e .

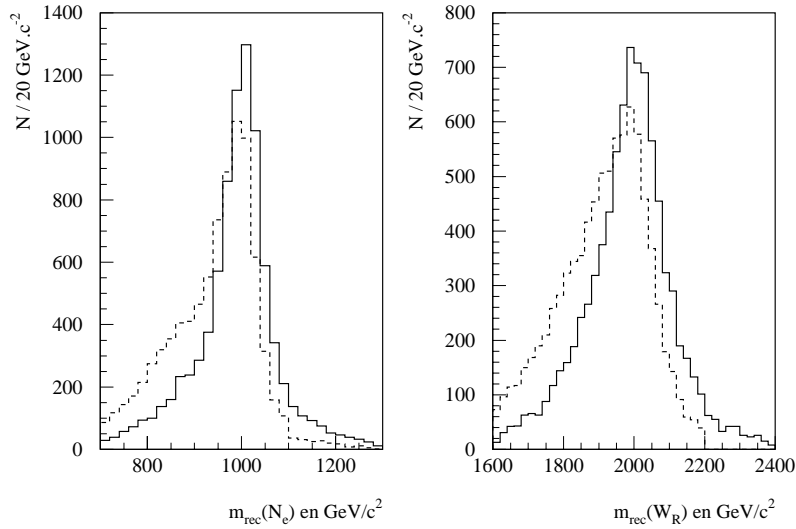


FIG. 5.15: Comparaison des spectres de masse de N_e et de W_R obtenus avant et après l'application de la procédure visant à réduire la perte d'énergie consécutive au rayonnement de gluons par les quarks issus du neutrino droit de Majorana. Les courbes sont données pour une luminosité intégrée de $3 \times 10^5 \text{ pb}^{-1}$, dans le cas où $m_{N_e} = m_{N_\mu} = m_{N_\tau}$. Les coupures suivantes ont été utilisées afin d'éliminer les bruits de fond physiques : $m_{inv}(ee) \geq 200 \text{ GeV}/c^2$, $E_T(j_1)$ et $E_T(j_2) \geq 100 \text{ GeV}$, $\text{charge}(e_1) = \text{charge}(e_2)$.

5.1.6 Mesure des effets de polarisation dans $pp \rightarrow W_R \rightarrow eN_e$

Après l'élimination du bruit de fond physique, l'identification de la provenance des électrons et la réduction de la perte d'énergie consécutive au rayonnement de gluons par les quarks issus de N_e , les proportions de bosons W_R^+ et W_R^- reconstruits dans l'état $S_z = +1$ peuvent être calculées en utilisant la quantité A_{FB} définie à l'équation (4.12), grâce à la formule suivante :

$$X_{S_z=+1}^{W_R^\pm} = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{4}{3} |A_{FB}(W_R^\pm)| \right) \quad (5.3)$$

La figure 5.16 donne les valeurs de $X_{S_z=+1}^{W_R^+}$ et $X_{S_z=+1}^{W_R^-}$ ainsi obtenues, dans le cas où m_{W_R} vaut $2 \text{ TeV}/c^2$ et pour diverses valeurs de m_{N_e} . En sélectionnant uniquement les événements pour lesquels l'identification des électrons est correcte (tant au niveau de leur origine que de leur charge électrique), on peut rendre compte des effets de polarisation de façon satisfaisante, surtout dans le cas de W_R^+ car la statistique associée est trois fois plus importante que dans le cas de W_R^- . Ceci demeure valable quand on travaille avec l'ensemble des données, à condition toutefois que r_W ne soit pas trop proche de 0.7 : dans ce dernier cas, l'identification de la provenance des électrons n'est plus assez bonne pour permettre une estimation correcte de $X_{S_z=+1}$.

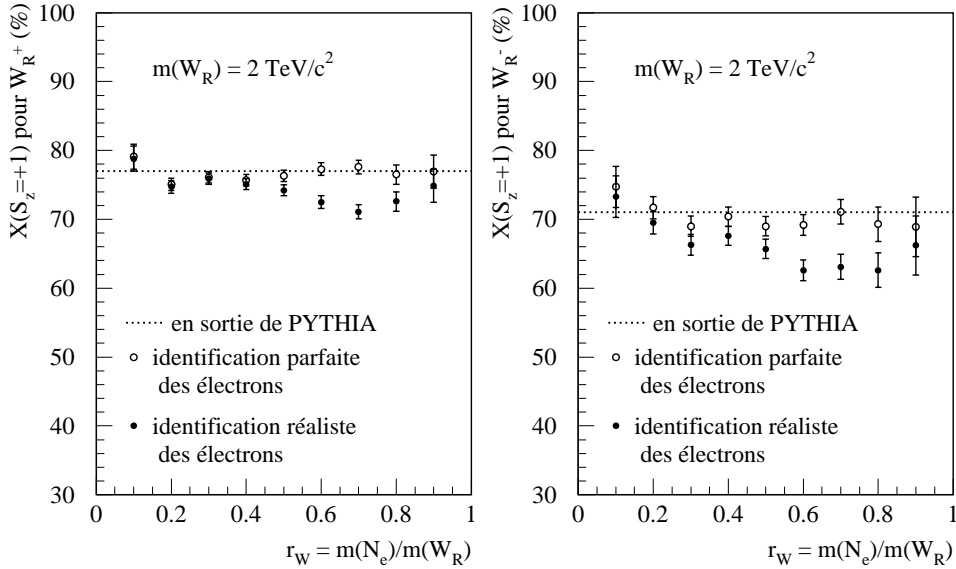


FIG. 5.16: Proportions de bosons W_R^+ et W_R^- reconstruits dans l'état $S_z = +1$, quand m_{W_R} vaut $2 \text{ TeV}/c^2$ et pour diverses valeurs de m_{N_e} . La luminosité intégrée considérée ici vaut $3 \times 10^5 \text{ pb}^{-1}$.

Rappelons ici que $X_{S_z=+1}$ dépend essentiellement des fonctions de structure des partons qui interviennent dans la production du boson W_R , ainsi que de la charge électrique et de la masse de ce dernier (voir paragraphe 4.3.2.a). En revanche, $X_{S_z=+1}$ est insensible à la constante de couplage du boson W_R aux fermions droits (et donc à la valeur du rapport $\kappa = g_R/g_L$). Par conséquent, c'est dans le canal $pp \rightarrow Z' \rightarrow l^+l^-$ que les effets de polarisation semblent les plus intéressants si on souhaite tester un peu plus en détails le Modèle Symétrique.

5.2 Le processus $pp \rightarrow Z' \rightarrow N_e N_e$ dans ATLAS

Si le boson Z' est au moins deux fois plus lourd que le neutrino droit de Majorana N_e , alors le processus $pp \rightarrow Z' \rightarrow N_e N_e$ peut être observé dans le détecteur ATLAS. Avec les hypothèses qui sont citées en début de chapitre, sa section efficace ne dépend que de la masse du boson Z' et de la quantité r_Z définie comme étant le rapport entre m_{N_e} et $m_{Z'}$ (voir figure 5.17).

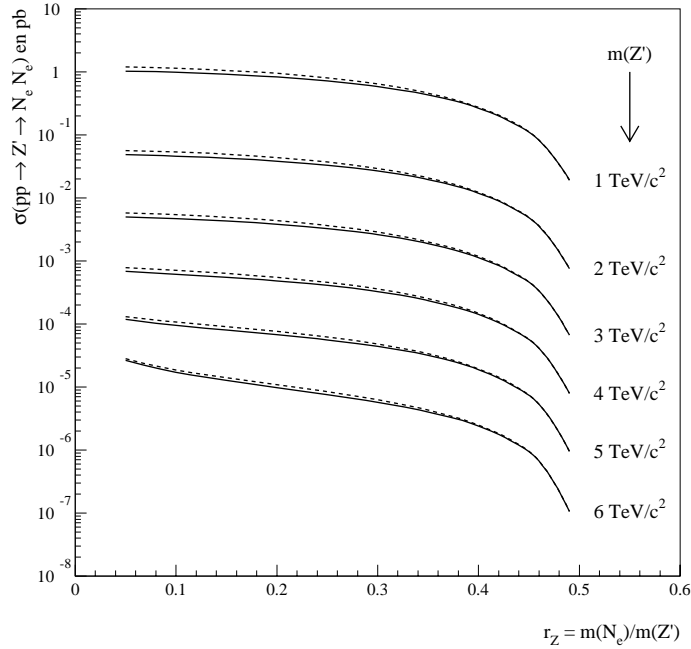


FIG. 5.17: Section efficace associée au processus $pp \rightarrow Z' \rightarrow N_e N_e \rightarrow ee q_i \bar{q}_j q_k \bar{q}_l$. Les traits pleins correspondent au cas où $m_{N_e} = m_{N_\mu} = m_{N_\tau}$ et les pointillés correspondent au cas où seul N_e peut être produit dans les décroissances du boson Z' .

5.2.1 Remarques préliminaires

Soulignons ici que $pp \rightarrow Z' \rightarrow N_e N_e$ n'est pas un canal de découverte pour les neutrinos droits de Majorana N_e . En effet, la section efficace qui y est associée est toujours bien plus faible que celle de la réaction $pp \rightarrow W_R \rightarrow e N_e$: c'est donc ce seul processus qui peut permettre la mise en évidence des neutrinos droits de Majorana N_e dans le détecteur ATLAS. Quant au boson neutre Z' , les canaux les plus prometteurs pour sa découverte sont $pp \rightarrow Z' \rightarrow e^+ e^-$ et $pp \rightarrow Z' \rightarrow \mu^+ \mu^-$. La figure 5.18, extraite de la référence [75], indique que ces deux processus permettent la mise en évidence du boson Z' dans le détecteur ATLAS, après une année de fonctionnement du LHC à haute luminosité, tant que sa masse reste inférieure à environ 5 TeV/c².

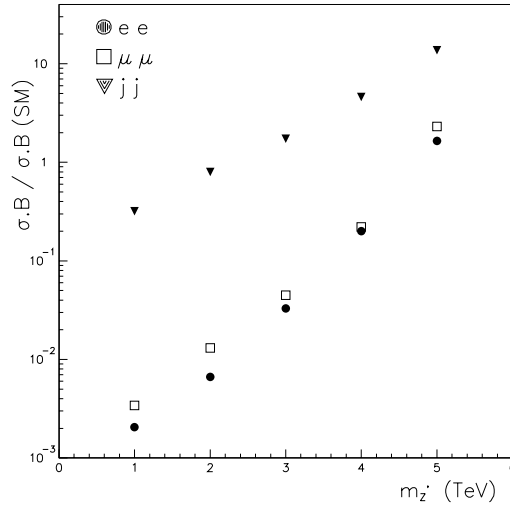


FIG. 5.18: Observabilité des canaux $pp \rightarrow Z' \rightarrow jj$, $pp \rightarrow Z' \rightarrow e^+ e^-$ et $pp \rightarrow Z' \rightarrow \mu^+ \mu^-$ dans le détecteur ATLAS, après une année de fonctionnement du LHC à haute luminosité. Pour une voie de désintégration donnée, $\sigma.B(SM)$ correspond au nombre d'événements attendus au LHC pour une année de fonctionnement à haute luminosité, quand le boson Z' a les mêmes couplages que le boson Z du Modèle Standard. Si Z' est issu du Modèle Symétrique, alors on a $\sigma.B/\sigma.B(SM) \simeq 2$ dans les canaux leptoniques.

5.2.2 Sélection des événements $pp \rightarrow Z' \rightarrow N_e N_e \rightarrow ee q_i \bar{q}_j q_k \bar{q}_l$

Le tableau 5.3 montre que le nombre de jets effectivement reconstruits dans ATLAS est généralement supérieur à quatre, puisque les quarks issus de N_e peuvent rayonner des gluons qui engendrent de l'activité hadronique supplémentaire. Pour les faibles valeurs de r_Z , on note que le nombre d'électrons isolés est souvent inférieur à deux et que la

multiplicité des jets hadroniques est réduite (l'énergie cinétique alors emportée par les neutrinos droits de Majorana est tellement grande que leurs produits de décroissance sont difficilement séparables dans le détecteur). Pour étudier le processus $pp \rightarrow Z' \rightarrow N_e N_e$, on choisit de sélectionner les événements avec deux électrons isolés et au moins quatre jets hadroniques dans l'état final, puis on suppose que ce sont les quatre jets de plus grandes impulsions transverses qui proviennent des deux neutrinos droits de Majorana.

$m_{Z'} = 3 \text{ TeV}/c^2$					
Nombres d'électrons isolés	Fraction des événements pour r_Z valant				
	0.05	0.15	0.25	0.35	0.45
$n_e = 0$	65.5%	10.0%	2.4%	1.8%	1.9%
$n_e = 1$	26.8%	39.6%	24.9%	20.2%	19.3%
$n_e = 2$	7.7%	49.1%	69.1%	73.6%	74.1%
$n_e \geq 3$	0.0%	1.3%	3.6%	4.4%	4.7%
de jets hadroniques					
$n_j \leq 3$	34.6%	3.0%	0.7%	0.3%	0.2%
$n_j = 4$	23.3%	12.8%	6.3%	4.2%	3.2%
$n_j \geq 5$	42.1%	84.2%	93.0%	95.5%	96.6%
$n_e = 2 \text{ et } n_j \geq 4$	5.6%	46.8%	68.6%	73.4%	74.0%

TAB. 5.3: Nombres d'électrons et de jets reconstruits par le détecteur ATLAS, pour le canal $pp \rightarrow Z' \rightarrow N_e N_e \rightarrow ee q_i \bar{q}_j q_k \bar{q}_l$.

Quand on dispose de deux électrons et quatre jets hadroniques, il existe six façons de combiner ces particules afin d'obtenir deux systèmes $(e_1 j_a j_b)$ et $(e_2 j_c j_d)$. Mais une seule d'entre elles permet de reconstruire correctement la paire de neutrinos droits de Majorana. Pour chaque combinaison $(e_1 j_a j_b; e_2 j_c j_d)$, on calcule $\delta m_{ab}^{cd} = |m_{1ab} - m_{2cd}|$, où m_{1ab} et m_{2cd} sont les masses invariantes des systèmes $(e_1 j_a j_b)$ et $(e_2 j_c j_d)$. En général, la combinaison pour laquelle on a $(e_1 j_a j_b) \equiv N_e$ et $(e_2 j_c j_d) \equiv N_e$ est celle qui minimise δm_{ab}^{cd} . Une fois que cette sélection est effectuée, on porte les masses invariantes des systèmes $(e_1 j_A j_B)$ et $(e_2 j_C j_D)$ correspondant à la paire $N_e N_e$ dans deux histogrammes. Quant au boson Z' , on le reconstruit en calculant la masse invariante des deux électrons et des quatre jets hadroniques. Le rayonnement de gluons par les quarks issus des neutrinos droits de Majorana induit une déformation des spectres de masse de N_e et Z' . Pour rendre compte de cet effet, on rejette les événements pour lesquels $m_{inv}(e_1 j_A j_B)$ et $m_{inv}(e_2 j_C j_D)$ ne sont pas toutes les deux comprises entre $0.7m_{N_e}$ et $1.1m_{N_e}$ et on demande que $m_{inv}(ee j_A j_B j_C j_D)$ soit comprise entre $(0.9 - 0.4r_Z)m_{Z'}$ et $1.1m_{Z'}$.

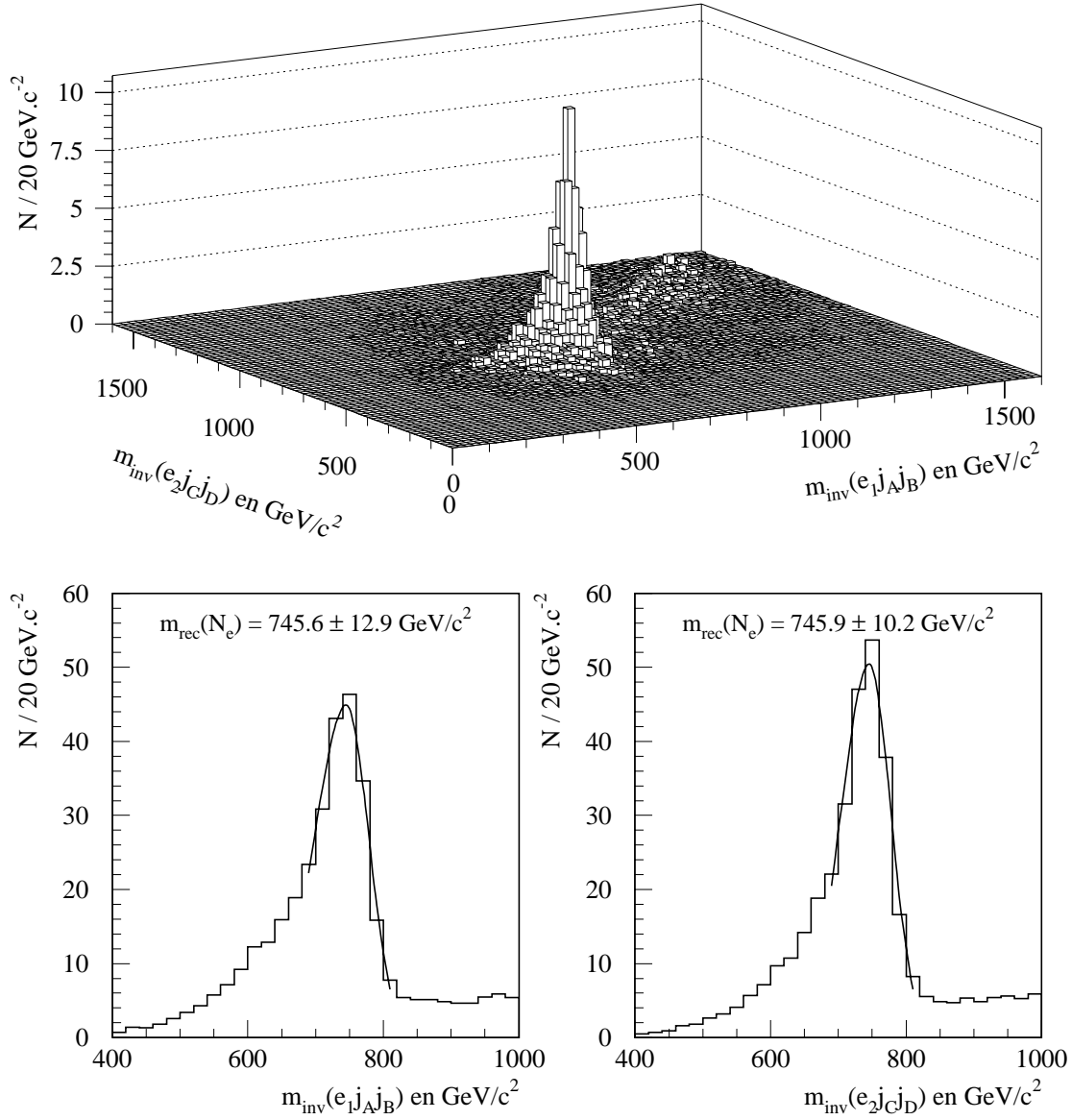


FIG. 5.19: Reconstruction de la paire de neutrinos droits de Majorana N_e dans le détecteur ATLAS, pour $m_{Z'} = 3 \text{ TeV}/c^2$ et $m_{N_e} = 750 \text{ GeV}/c^2$. Les courbes ci-dessus ont été normalisées à une luminosité intégrée de $3 \times 10^5 \text{ pb}^{-1}$, dans le cas où $m_{N_e} = m_{N_\mu} = m_{N_\tau}$. Pour retrouver la masse de N_e dans les spectres de masse invariante des systèmes $(e_1 j_A j_B)$ et $(e_2 j_C j_D)$, on approxime le pic obtenu par une distribution gaussienne asymétrique.

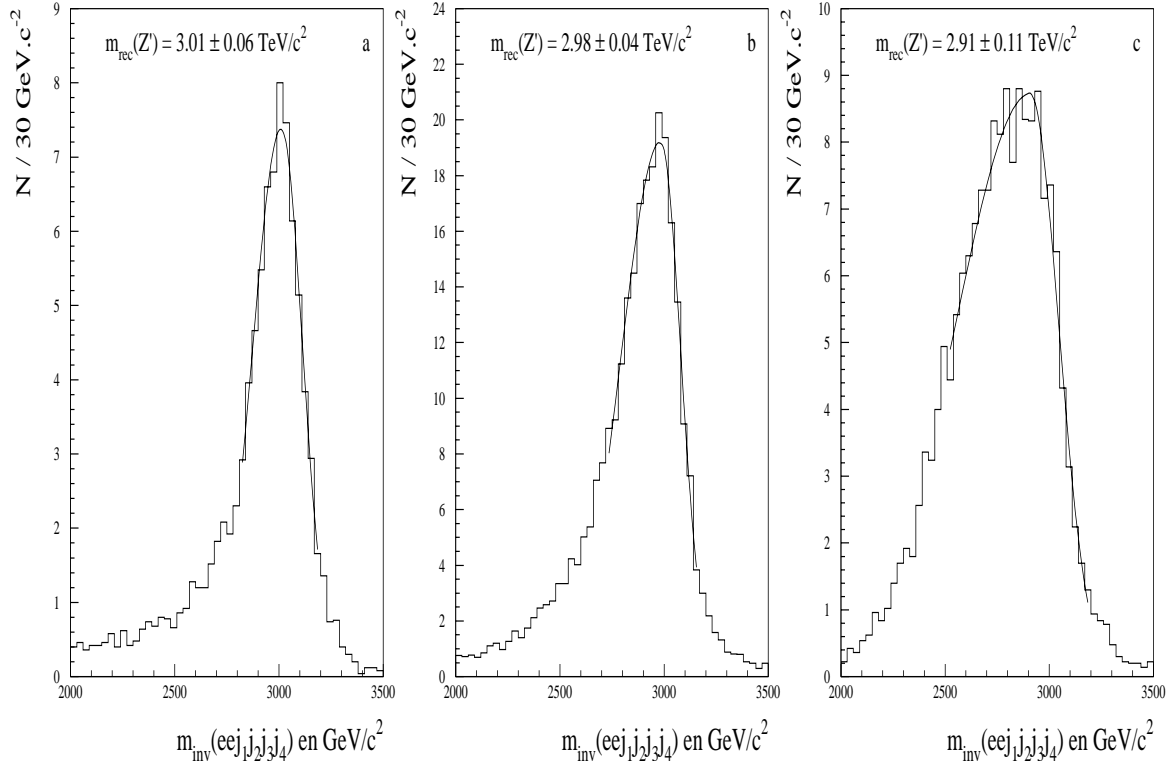


FIG. 5.20: Reconstruction du boson Z' dans le détecteur ATLAS, pour $m_{Z'} = 3 \text{ TeV}/c^2$ et $m_{N_e} = 0.3 \text{ TeV}/c^2$ (a), $m_{N_e} = 0.75 \text{ TeV}/c^2$ (b) ou $m_{N_e} = 1.2 \text{ TeV}/c^2$ (c). Les courbes ci-dessus ont été normalisées à une luminosité intégrée de $3 \times 10^5 \text{ pb}^{-1}$, dans le cas où $m_{N_e} = m_{N_\mu} = m_{N_\tau}$. Pour retrouver la masse de Z' , on approxime le pic par une distribution gaussienne asymétrique.

5.2.3 Réduction du bruit de fond physique

Tous les processus conduisant à des états finaux avec deux électrons isolés et au moins quatre jets hadroniques sont susceptibles de parasiter la détection de $pp \rightarrow Z' \rightarrow N_e N_e$. Par la suite, on devra distinguer deux sortes de bruits de fond : ceux issus du Modèle Standard (type A) et ceux issus du Modèle Symétrique (type B).

Les réactions de type A sont les mêmes que celles traitées au paragraphe 5.1.2 :

$$pp \rightarrow \left\{ \begin{array}{l} WW, ZW, ZZ \\ t\bar{t} \rightarrow W^+W^-b\bar{b} \\ Z/\gamma^* \end{array} \right\} + \text{jets} \rightarrow ee + \text{jets} + \dots$$

Quant aux réactions de type B, ce sont les suivantes :

$$pp \rightarrow \left\{ \begin{array}{l} W_R \rightarrow eN_e, \tau N_\tau \\ Z' \rightarrow e^+e^-, \tau^+\tau^-, N_\tau N_\tau, t\bar{t} \end{array} \right\} + \text{jets} \rightarrow ee + \text{jets} + \dots$$

Parmi elles, c'est le processus $pp \rightarrow W_R \rightarrow eN_e$ qui constitue le bruit de fond le plus gênant, surtout quand la valeur de r_Z s'approche de 0.4 car, dans ce cas de figure, les hypothèses avec lesquelles on travaille conduisent à $r_W = 1.7 \times r_Z \simeq 0.7$. L'étude réalisée au paragraphe 5.1.4 montre que, dans une telle configuration, les électrons issus de la réaction $pp \rightarrow W_R \rightarrow eN_e$ peuvent être assez similaires. Lorsqu'ils sont associés à quatre jets hadroniques, ils peuvent simuler une paire de neutrinos droits de Majorana.

Pour éliminer le bruit de type A, on applique des critères de sélection analogues à ceux utilisés dans l'étude du canal $pp \rightarrow W_R \rightarrow eN_e$ (voir paragraphe 5.1.2) :

- la masse invariante du système (ee) doit être supérieure à 200 GeV/c².
- les énergies transverses $E_T(j_{1 \rightarrow 4})$ doivent toutes être supérieures à 100 GeV.

Après avoir appliqué ces coupures, on conserve 400 événements parasites de type A par année de fonctionnement du LHC à haute luminosité. Si on choisit aussi de rejeter les événements pour lesquels les deux électrons n'ont pas la même charge électrique, alors la quasi-totalité du bruit de fond de type A est supprimée.

Pour éliminer le bruit de type B, on peut imposer une coupure supplémentaire, à savoir que la masse invariante des deux électrons et des deux jets hadroniques de plus grandes impulsions transverses ne doit pas être comprise entre $(0.9 - 0.2r_W)m_{W_R}$ et $1.1m_{W_R}$.

Dans un premier temps, on choisit de ne pas s'intéresser aux charges électriques des deux électrons. Deux sortes de coupures peuvent alors être envisagées pour réduire le bruit de fond associé au processus $pp \rightarrow Z' \rightarrow N_e N_e$:

$$\begin{aligned}
\text{– Coupures 1} &= \begin{cases} m_{inv}(ee) \geq 200 \text{ GeV}/c^2 \text{ et } E_T(j_i) \geq 100 \text{ GeV pour } 1 \leq i \leq 4 \\ 0.7m_{N_e} \leq m_{inv}(e_1 j_A j_B) \text{ et } m_{inv}(e_2 j_C j_D) \leq 1.1m_{N_e} \\ (0.9 - 0.4r_Z)m_{Z'} \leq m_{inv}(ee j_A j_B j_C j_D) \leq 1.1m_{Z'} \end{cases} \\
\text{– Coupures 2} &= \text{Coupures 1} + \begin{cases} m_{inv}(e_1 e_2 j_1 j_2) \geq 1.1m_{W_R} \\ \text{ou bien} \\ m_{inv}(e_1 e_2 j_1 j_2) \leq (0.9 - 0.2r_W)m_{W_R} \end{cases}
\end{aligned}$$

Le tableau 5.4 compare les effets des coupures 1 et 2 sur l'efficacité de reconstruction du processus $pp \rightarrow Z' \rightarrow N_e N_e$, sur la quantité de signal correspondante et sur les bruits de fond A et B. On peut constater que c'est surtout quand r_Z s'approche de 0.4 que les coupures 2 permettent une amélioration significative du rapport S/\sqrt{B} . En effet, pour les faibles valeurs de r_Z , ainsi que pour celles qui sont proches de 0.5, les coupures 1

suffisent à réduire efficacement le bruit de fond, en particulier parce qu'on demande que $m_{inv}(e_1 j_A j_B)$ et $m_{inv}(e_2 j_C j_D)$ soient proches l'une de l'autre.

$m_{Z'} = 3 \text{ TeV}/c^2$							
$m_{N_e} \text{ (GeV}/c^2\text{)}$	200	400	600	800	1000	1200	1400
$\sigma(\text{signal}) \text{ (en fb)}$	4.87	4.42	3.78	3.03	2.13	1.16	0.27
$\sigma(\text{bruit A})$	voir tableau 5.2						
$\sigma(\text{bruit B}) \text{ (en pb)}$	0.61	0.57	0.52	0.45	0.36	0.25	0.14
Coupures 1							
Efficacité	0.2%	5.0%	11.9%	16.5%	24.0%	38.5%	42.8%
Signal	3	66	135	150	153	134	34
Bruits (A+B)	0+0	1+1	10+24	34+98	55+443	74+776	53+383
S/\sqrt{B}	-	46.7	23.2	13.1	6.9	4.6	1.6
Coupures 2							
Efficacité	0.2%	4.4%	10.3%	13.8%	18.6%	25.9%	27.0%
Signal	3	59	116	125	119	90	22
Bruits (A+B)	0+0	0+1	7+14	25+62	40+199	42+279	25+133
S/\sqrt{B}	-	59	25.3	13.4	7.7	5.0	1.7

TAB. 5.4: Comparaison de l'effet des coupures 1 et 2 sur l'efficacité de reconstruction du processus $pp \rightarrow Z' \rightarrow N_e N_e$, la quantité de signal correspondante et le bruit de fond associé, pour $m_{Z'} = 3 \text{ TeV}/c^2$ et $m_{N_e} = m_{N_\mu} = m_{N_\tau}$, après trois années de fonctionnement du LHC à haute luminosité.

Étudions maintenant les effets de la coupure $\text{charge}(e_1) = \text{charge}(e_2)$. Comme celle-ci divise par 2 la quantité d'événements $pp \rightarrow Z' \rightarrow N_e N_e$ détectés, il faut aussi qu'elle réduise le bruit de fond résiduel d'un facteur supérieur à 4 pour pouvoir être prise en compte. En effet, quand on veut estimer le potentiel de découverte associé à un processus physique donné, c'est la valeur du rapport S/\sqrt{B} qui est déterminante.

En demandant que les deux électrons isolés portent la même charge électrique (et après avoir appliqué les coupures 1 ou 2), on parvient à supprimer la quasi-totalité du bruit de fond résiduel de type A, mais on ne réduit le bruit de fond résiduel de type B que d'environ 50%. Or, comme c'est ce dernier qui est majoritaire, la coupure $\text{charge}(e_1) = \text{charge}(e_2)$ ne nous permet pas de diviser le bruit de fond résiduel total par un facteur plus grand que 4. Le tableau 5.5 illustre bien ce résultat.

$m_{Z'} = 3 \text{ TeV}/c^2$							
$m_{N_e} \text{ (GeV}/c^2)$	200	400	600	800	1000	1200	1400
Coupures 1 + charge(e_1) = charge(e_2)							
Efficacité	0.1%	2.5%	6.1%	8.2%	12.1%	19.3%	21.3%
Signal	2	33	70	75	78	68	17
Bruits (A+B)	0+0	0+1	0+13	0+49	0+212	1+363	1+193
S/\sqrt{B}	-	33	19.4	10.7	5.3	3.5	1.2
Coupures 2 + charge(e_1) = charge(e_2)							
Efficacité	0.1%	2.2%	5.4%	6.9%	9.4%	12.9%	13.4%
Signal	2	29	61	63	60	45	11
Bruits (A+B)	0+0	0+1	0+9	0+34	1+95	1+125	1+66
S/\sqrt{B}	-	29	20.3	10.8	6.1	4.0	1.3

TAB. 5.5: Comparaison de l'effet des coupures 1 et 2 sur l'efficacité de reconstruction du processus $pp \rightarrow Z' \rightarrow N_e N_e$, la quantité de signal correspondante et le bruit de fond associé, pour $m_{Z'} = 3 \text{ TeV}/c^2$ et $m_{N_e} = m_{N_\mu} = m_{N_\tau}$, après trois années de fonctionnement du LHC à haute luminosité, quand les deux électrons détectés portent la même charge électrique.

Puisque la coupure charge(e_1) = charge(e_2) ne permet pas d'améliorer le rapport S/\sqrt{B} , on ne portera aucune attention aux charges électriques des deux électrons détectés dans la suite de cette étude.

Quand on a $m_{N_e} \ll m_{Z'}$, les produits de désintégration des deux neutrinos droits de Majorana sont si difficiles à séparer dans le détecteur que l'efficacité de reconstruction du processus $pp \rightarrow Z' \rightarrow N_e N_e$ demeure très faible. Pour remédier à ce problème, il faudrait sélectionner préférentiellement les événements pour lesquels l'état final comporte :

- un électron isolé et des jets hadroniques, dont un qui semble déposer une fraction importante de son énergie dans le calorimètre électromagnétique.
- zéro électron isolé et deux jets hadroniques durs qui semblent déposer une fraction importante de leur énergie dans le calorimètre électromagnétique.

Par la suite, nous ne nous intéresserons pas outre mesure à de tels états finaux et nous nous contenterons d'étudier les événements avec deux électrons isolés et quatre jets hadroniques.

5.2.4 Estimation de l'observabilité du processus $pp \rightarrow Z' \rightarrow N_e N_e$ dans le détecteur ATLAS

Pour estimer l'observabilité du canal $pp \rightarrow Z' \rightarrow N_e N_e$ dans ATLAS, on applique une méthode analogue à celle qui est décrite au paragraphe 5.1.3 (rappelons qu'on demande au moins 10 événements pour le signal et qu'il faut aussi que ce dernier soit supérieur à 5 fois la valeur de l'écart-type du bruit de fond associé).

Ici, on choisit de limiter notre étude au cas où les coupures utilisées pour réduire les bruits de fond physiques sont : $m_{inv}(ee) \geq 200 \text{ GeV}/c^2$, $E_T(j_{1 \rightarrow 4}) \geq 100 \text{ GeV}$ et $m_{inv}(e_1 e_2 j_1 j_2) \geq 1.1 m_{W_R}$ ou $m_{inv}(e_1 e_2 j_1 j_2) \leq (0.9 - 0.2 r_W) m_{W_R}$, à condition qu'elle permette une amélioration du rapport S/\sqrt{B} . La figure 5.21 montre qu'après trois années de fonctionnement du LHC à basse luminosité, le processus $pp \rightarrow Z' \rightarrow N_e N_e$ ne peut être observé dans le détecteur ATLAS que si le neutrino droit de Majorana N_e a une masse inférieure à environ $0.8 \text{ TeV}/c^2$ et si $m_{Z'}$ ne dépasse pas $3.2 \text{ TeV}/c^2$ (ce qui correspond à une limite supérieure de $1.9 \text{ TeV}/c^2$ pour m_{W_R}). Après trois années de fonctionnement du LHC à haute luminosité, ces limites d'observabilité peuvent être repoussées jusqu'à environ $1.2 \text{ TeV}/c^2$ pour m_{N_e} et jusqu'à environ $4.4 \text{ TeV}/c^2$ pour $m_{Z'}$ (ce qui correspond à $2.6 \text{ TeV}/c^2$ pour m_{W_R}).

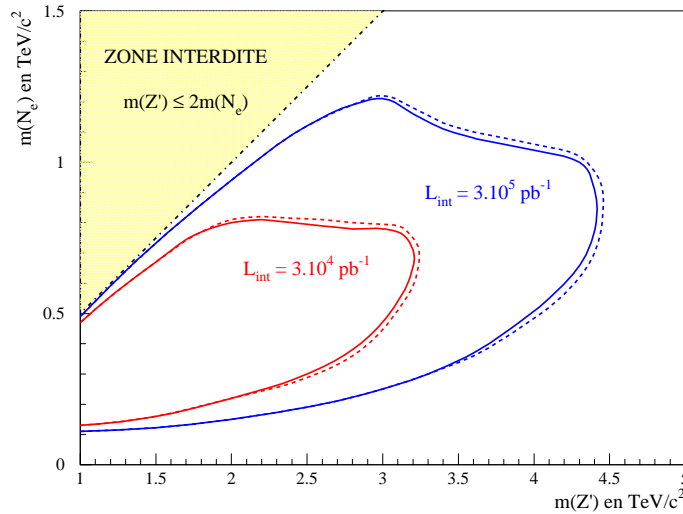


FIG. 5.21: Observabilité du processus $pp \rightarrow Z' \rightarrow N_e N_e$ dans le détecteur ATLAS quand les coupures appliquées pour réduire le bruit de fond sont : $m_{inv}(ee) \geq 200 \text{ GeV}/c^2$, $E_T(j_{1 \rightarrow 4}) \geq 100 \text{ GeV}$, $m_{inv}(e_1 e_2 j_1 j_2) \geq 1.1 m_{W_R}$ ou $m_{inv}(e_1 e_2 j_1 j_2) \leq (0.9 - 0.2 r_W) m_{W_R}$. Les contours pleins correspondent au cas où $m_{N_e} = m_{N_\mu} = m_{N_\tau}$ et les contours en pointillés au cas où seul N_e peut être produit dans les décroissances de Z' .

L'observabilité du processus $pp \rightarrow Z' \rightarrow N_e N_e$ dans le détecteur ATLAS est fortement limitée par la masse du neutrino droit de Majorana N_e . Si celle-ci est faible, l'obtention d'un signal à deux électrons et quatre jets hadroniques est très délicate, à cause de la proximité des produits de désintégration de N_e dans le détecteur. Quand r_Z s'approche de 0.5, la section efficace associée au processus $pp \rightarrow Z' \rightarrow N_e N_e$ diminue assez rapidement et, dans le même temps, l'extraction du signal est rendue difficile par la présence des bruits de fond physiques (en particulier $pp \rightarrow W_R \rightarrow e N_e$).

De ce fait, ce sont bien les canaux $pp \rightarrow Z' \rightarrow l^+ l^-$ qui sont les plus favorables pour la mise en évidence du boson Z' . En effet, les masses des neutrinos droits de Majorana n'y sont pas des facteurs limitatifs. De plus, les quelques jets hadroniques qui peuvent être présents dans l'état final sont toujours des résidus de la collision pp : ils ne sont jamais utilisés pour la reconstruction de Z' , ce qui conduit à un spectre de masse très propre. Enfin, rappelons qu'il est possible de mesurer des effets de polarisation dans les désintégrations leptoniques de Z' , afin de tester plus en détails le Modèle Symétrique et en particulier les couplages entre les fermions et le nouveau boson neutre (voir les études réalisées aux paragraphes 4.3.2.b et 4.4.3.a).

Conclusion

Cette thèse présente des études menées sur les performances du pré-échantillonneur du détecteur ATLAS et sur le potentiel de découverte des neutrinos droits de Majorana dans cette expérience.

Le pré-échantillonneur est une couche active d'argon liquide placée sur la face interne du calorimètre électromagnétique. Il doit permettre de compenser les pertes d'énergie des photons et des électrons dans la matière inerte qui se trouve en amont. Des simulations informatiques complètes du détecteur ATLAS ont permis de démontrer qu'en pondérant de façon optimale l'énergie déposée dans le pré-échantillonneur, on parvient à améliorer la résolution en énergie du calorimètre électromagnétique de façon significative. Ceci est d'autant plus vrai que la pseudo-rapacité des particules incidentes (et donc la quantité de matière traversées par elles) est grande. Par exemple, pour des électrons ayant une énergie transverse de 20 GeV, le pré-échantillonneur permet une amélioration du terme d'échantillonnage voisine de 20% (respectivement 40%) quand $\eta = 0.3$ (respectivement $\eta = 1.1$). L'analyse des données prises sous faisceau au CERN en 1997 a permis de confirmer certains résultats obtenus grâce aux simulations informatiques. En particulier, l'énergie déposée par des électrons de 100 GeV dans le pré-échantillonneur est d'autant plus élevée que la quantité de matière placée en amont est grande. Il en va de même pour le gain sur la résolution en énergie du calorimètre électromagnétique, qui atteint environ 35% quand la quantité de matière placée en amont vaut $2.7 X_0$.

Le Modèle Symétrique et le mécanisme du See-Saw prédisent l'existence de neutrinos droits de Majorana N_l et de nouveaux bosons de jauge, W_R et Z' . Si les masses de ces nouvelles particules sont voisines de quelques TeV/ c^2 (comme c'est le cas dans certaines extensions supersymétriques de la théorie), alors le LHC et le détecteur ATLAS devraient permettre leur mise en évidence. Dans cette thèse, les processus physiques qui ont été étudiés sont $pp \rightarrow W_R \rightarrow eN_e$ et $pp \rightarrow Z' \rightarrow N_e N_e$. Le premier est le plus prometteur, du fait de sa section efficace plus élevée et de la réductibilité des bruits de fond qui lui sont associés. En effet, après trois années de fonctionnement du LHC à basse luminosité, il devrait permettre de découvrir W_R et N_e dans ATLAS si m_{W_R} et m_{N_e} sont respectivement

inférieures à $4.6 \text{ TeV}/c^2$ et $3.1 \text{ TeV}/c^2$. Le processus $pp \rightarrow Z' \rightarrow N_e N_e$ pourra également être observé si $m_{Z'}$ est inférieure à $3.2 \text{ TeV}/c^2$, à condition toutefois que la masse du neutrino droit de Majorana N_e ne dépasse pas $0.8 \text{ TeV}/c^2$. Quand la luminosité intégrée passe à $3 \times 10^5 \text{ pb}^{-1}$, les limites d'observabilité deviennent $5.8 \text{ TeV}/c^2$ (respectivement $4.0 \text{ TeV}/c^2$) pour m_{W_R} (respectivement m_{N_e}) dans le cas du processus $pp \rightarrow W_R \rightarrow e N_e$ et $4.4 \text{ TeV}/c^2$ (respectivement $1.2 \text{ TeV}/c^2$) pour $m_{Z'}$ (respectivement m_{N_e}) dans le cas du processus $pp \rightarrow Z' \rightarrow N_e N_e$. L'expérience ATLAS pourrait ainsi apporter de nouvelles connaissances non seulement sur l'origine de la violation de la parité mais aussi sur la masse et la nature des neutrinos.

Annexe A

Rappels de calorimétrie

Aujourd'hui, les calorimètres jouent un rôle majeur dans les expériences de physique des hautes énergies. Ces détecteurs sont des blocs de matière dans lesquels une particule incidente dépose toute son énergie par étapes successives, sous la forme d'une gerbe de particules secondaires. Contrairement aux détecteurs qui mesurent l'impulsion des traces chargées, les calorimètres ont une résolution en énergie qui est d'autant meilleure que l'énergie de la particule détectée est grande. On distingue deux sortes de calorimètres, selon le type de particule à détecter : les calorimètres électromagnétiques sont sensibles aux photons, aux électrons et aux positrons, tandis que les calorimètres hadroniques sont sensibles aux particules constituées de quarks. Leur but principal est de mesurer l'énergie et la position des particules qui les traversent, mais ils jouent également un rôle prépondérant dans la détermination du flux d'énergie qui échappe à la détection, l'identification des particules et le déclenchement des expériences.

A.1 Les gerbes électromagnétiques

Les interactions des électrons (ou positrons) et des photons dans la matière font intervenir divers processus en cascades. L'importance relative de chacun d'eux est directement liée à l'énergie cinétique de la particule incidente (voir figure A.1) :

- au-delà d'une dizaine de MeV, les processus dominants sont la création de paires e^+e^- pour les photons et l'émission d'un rayonnement de freinage (également appelé bremsstrahlung) pour les électrons ou les positrons qui sont déviés par le champ électrique d'un noyau.
- aux énergies plus faibles, les électrons et les positrons interagissent avec les atomes du milieu par ionisation, tandis que les processus dominants pour les photons sont l'effet photo-électrique et la diffusion Compton.

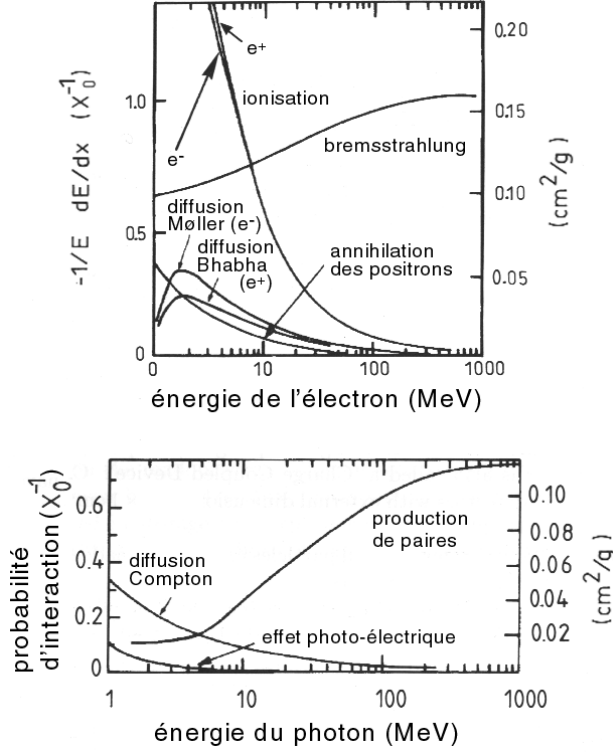


FIG. A.1: Pertes d'énergie des électrons dans le plomb (figure du haut) et probabilités d'interaction des photons dans le plomb (figure du bas), en fonction de l'énergie incidente.

L'énergie critique E_c , au-dessus de laquelle la contribution du rayonnement de freinage devient supérieure à celle des processus d'ionisation, dépend du matériau considéré. Elle est donnée par la formule empirique suivante :

$$E_c \simeq \frac{550 \text{ MeV}}{Z} \quad (\text{A.1})$$

Quand un électron, un positron ou un photon de haute énergie entre dans un calorimètre électromagnétique, il donne naissance à une multitude de particules secondaires, par rayonnement de freinage et par création de paires e^+e^- . C'est ce qu'on appelle une gerbe électromagnétique. Pour en caractériser le développement longitudinal, on introduit la longueur de radiation X_0 . C'est la distance moyenne parcourue par un électron incident avant d'avoir perdu 63% ($1 - e^{-1}$) de son énergie initiale. Elle dépend du matériau traversé et elle peut être calculée grâce à la relation suivante :

$$X_0 \simeq \frac{716.4 A}{Z(Z+1)\ln(287/\sqrt{Z})} \text{ (g/cm}^2\text{)} \quad (\text{A.2})$$

Ainsi, X_0 vaut 5.6 mm dans le plomb et 14 cm dans l'argon liquide.

Pour un photon, la quantité associée au développement longitudinal de la gerbe est la distance de conversion :

$$X_\gamma = \frac{9}{7} X_0 \quad (\text{A.3})$$

La longueur de matière nécessaire pour contenir une gerbe électromagnétique varie de façon logarithmique avec l'énergie de la particule incidente, ce qui permet aux calorimètres électromagnétiques de rester relativement compacts (environ 25 à 30 X_0 suffisent à contenir une gerbe qui a été initiée par un électron ou un photon de quelques dizaines à quelques centaines de GeV).

Le développement transverse d'une gerbe électromagnétique est, quant à lui, caractérisé par le rayon de Molière R_M :

$$R_M = \frac{21 \text{ MeV}}{E_c} \times X_0 \text{ (g/cm}^2\text{)} \quad (\text{A.4})$$

Ce rayon permet de fixer la taille des matrices de cellules utilisées dans le calorimètre électromagnétique pour reconstruire l'énergie des électrons ou des photons. Environ 95% du développement de la gerbe est contenu dans un cylindre de rayon $2R_M$, mais l'extension latérale d'une gerbe (son halo) peut aller bien au-delà de quelques R_M .

A.2 Les gerbes hadroniques

Le développement des gerbes hadroniques dans la matière est analogue à celui des gerbes électromagnétiques. Mais les processus physiques mis en jeu sont assez différents, car les particules secondaires sont produites dans des processus nucléaires inélastiques : les gerbes hadroniques sont majoritairement constituées de pions, mais on y trouve aussi des kaons, des nucléons et d'autres hadrons.

En général, seule une certaine fraction de l'énergie du hadron incident est déposée par interaction nucléaire dans la matière. Environ un tiers des pions produits sont des π^0 , dont les désintégrations en deux photons induisent des pertes d'énergie par interaction électromagnétique. De plus, une fraction non négligeable de l'énergie des hadrons incidents reste invisible, car les désintégrations des mésons chargés (tels que π^\pm et K^\pm) produisent des muons et des neutrinos qui échappent à la détection dans un calorimètre hadronique. La résolution en énergie de ce dernier est donc en général bien moins bonne que celle d'un calorimètre électromagnétique.

Pour décrire le dimensionnement longitudinal des gerbes hadroniques, on utilise la longueur d'interaction nucléaire λ_I . Celle-ci correspond au libre parcours moyen entre deux interactions nucléaires inélastiques et elle est donnée par :

$$\lambda_I = \frac{A}{\sigma_{NN} \times \rho \times \mathcal{N}_A} \quad (\text{A.5})$$

Ici, σ_{NN} , ρ et \mathcal{N}_A sont respectivement la section efficace d'interaction inélastique nucléon-nucléon, la densité du milieu et le nombre d'Avogadro. Pour le plomb, λ_I équivaut à environ $30 X_0$: les dimensions d'un calorimètre hadronique sont donc bien supérieures à celles d'un calorimètre électromagnétique (environ $8 \lambda_I$ sont nécessaires pour contenir 95% d'une gerbe hadronique).

Dans la direction latérale, un cylindre de rayon λ_I peut contenir 95% de l'énergie d'une gerbe hadronique. La composante électromagnétique de cette gerbe possède un coeur dur dont le rayon est bien plus grand que R_M .

Dans un calorimètre hadronique, l'énergie peut être mesurée en collectant un signal électrique produit lors de l'ionisation d'un milieu actif (par exemple de l'argon liquide) ou en recueillant un signal lumineux dans des scintillateurs. Mais, les pertes peuvent atteindre 40% de l'énergie incidente, avec de fortes fluctuations qui limitent la résolution du détecteur.

A.3 Description des calorimètres électromagnétiques à échantillonnage

Les calorimètres à échantillonnage sont des instruments dans lesquels l'énergie d'une particule incidente est mesurée dans un certain nombre de couches actives, séparées par un absorbeur. Ces détecteurs sont constitués d'une succession de plaques de matériaux denses (par exemple du plomb), qui favorisent le développement des gerbes par rayonnement de freinage ou par création de paires e^+e^- , et de zones de lecture (par exemple de l'argon liquide), où l'ionisation induite par les particules chargées permet de mesurer l'énergie déposée en collectant les charges qui dérivent dans un champ électrique intense.

La figure A.2 montre le principe de fonctionnement d'un tel détecteur. Contrairement aux calorimètres homogènes qui sont constitués d'un seul bloc de matière, les calorimètres à échantillonnage permettent de réaliser des instruments relativement compacts et capables de récolter de grandes énergies sur environ un mètre.

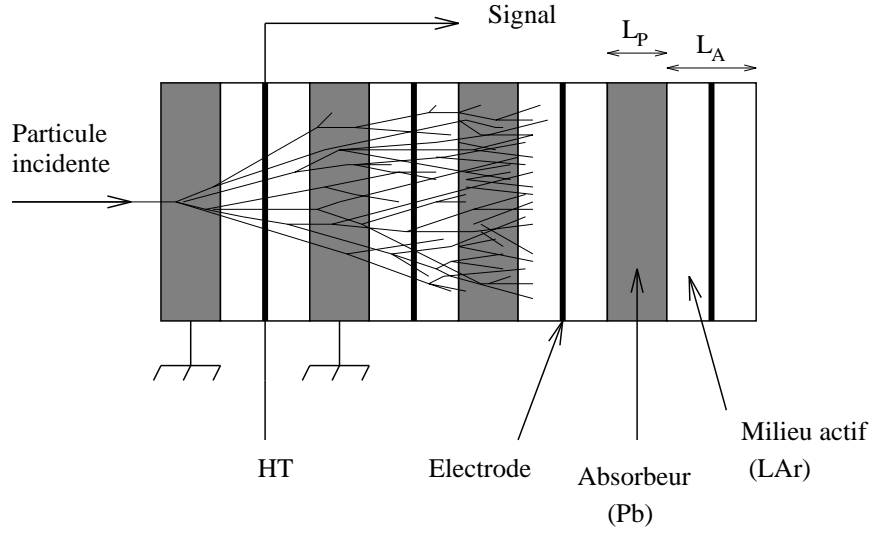


FIG. A.2: Schéma descriptif d'un calorimètre électromagnétique à échantillonnage.

L'énergie de la particule incidente est calculée en multipliant l'énergie récoltée dans toutes les zones actives par l'inverse d'un terme d'échantillonnage f défini par :

$$f = \frac{\Delta E_A}{\Delta E_A + \Delta E_P} \text{ avec } \Delta E = L \times \frac{dE}{dx} \quad (\text{A.6})$$

Dans l'équation précédente, ΔE donne l'énergie déposée par une particule au minimum d'ionisation dans les couches actives (indice A) ou passives (indice P) du calorimètre.

La collaboration ATLAS a choisi d'utiliser le plomb pour les couches d'absorbeur et l'argon liquide (LAr) comme milieu actif. Les raisons qui ont motivé ce choix sont les suivantes :

- il est dense (1.4 g/cm^3) et la mobilité des électrons y est voisine $5 \text{ mm}/\mu\text{s}$ quand la tension appliquée est de 1 kV/mm (celles des ions est environ 10^{-4} fois plus faible).
- il présente une excellente résistance aux rayonnements.
- la calibration par injection de charges est aisée, grâce en particulier à la stabilité et l'uniformité du détecteur.

Cependant, il y a aussi deux inconvénients majeurs. L'amplitude des signaux est assez faible, ce qui impose de travailler avec une électronique bas-bruit. De plus, les parois des cryostats qui contiennent l'argon liquide constituent des zones mortes pour la détection.

L'énergie déposée dans les couches actives est mesurée en collectant les charges créées lors de l'ionisation de l'argon liquide par les particules incidentes. Celles-ci induisent un courant électrique sur les électrodes et c'est lui qui constitue le signal à détecter (voir figure A.3).

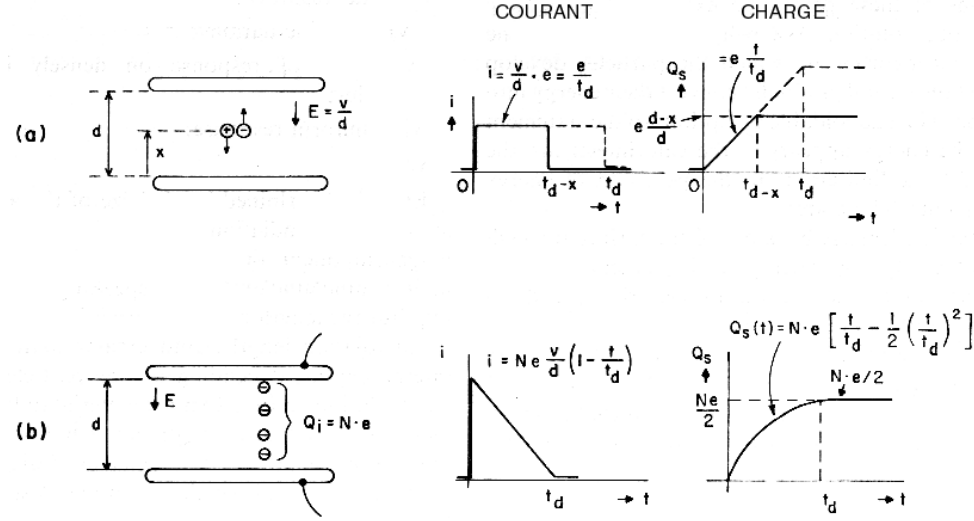


FIG. A.3: Collection de charges dans une chambre à ionisation à argon liquide. La figure (a) traite le cas d'une paire ion-électron isolée (les traits interrompus correspondent au cas où cette paire est formée au niveau de la cathode). La figure (b) traite le cas d'une ionisation uniforme.

Si une seule paire ion-électron est créée dans la chambre à ionisation d'épaisseur d , à une distance x de la cathode, alors le courant engendré reste constant tant que l'électron dérive en direction de l'anode et la charge intégrée est donc :

$$Q_s = \frac{e(d-x)}{d} \quad (\text{A.7})$$

Dans le cas d'une ionisation uniforme du milieu actif, le courant électrique recueilli a une forme triangulaire :

$$i(t) = Ne \frac{V_d}{d} \left(1 - \frac{t}{t_d} \right) \quad (\text{A.8})$$

Ici, V_d et t_d sont respectivement la vitesse de dérive des électrons dans l'argon liquide et le temps nécessaire à une charge pour traverser toute la chambre à ionisation. La charge totale intégrée est égale à la moitié de la charge ionisée :

$$Q_s = \frac{Ne}{2} \quad (\text{A.9})$$

Annexe B

Simulation informatique des performances d'ATLAS

Le comportement du détecteur ATLAS peut être étudié de deux façons différentes. La première consiste à définir précisément la géométrie de tous les sous-détecteurs et à simuler les processus physiques grâce au programme GEANT [58]. Une telle méthode est efficace tant que le nombre et l'énergie des particules incidentes reste assez faible. Pour étudier des processus physiques tels que $pp \rightarrow W_R \rightarrow eN_e \rightarrow eejj$ et $pp \rightarrow Z' \rightarrow N_e N_e \rightarrow eejjjj$, qui produisent des électrons et des jets hadroniques pouvant avoir des énergies voisines du TeV, une autre méthode doit être utilisée : il s'agit alors d'implémenter les principales performances des sous-détecteurs d'ATLAS dans un programme de reconstruction rapide appelé ATLFAST [81]. C'est cette seconde méthode que nous allons décrire dans cette annexe, en nous intéressant plus spécifiquement à la reconstruction des électrons et des jets hadroniques.

Dans un premier temps, les énergies transverses de toutes les particules stables (sauf les neutrinos et les muons) sont sommées dans des cellules de granularité $\Delta\eta \times \Delta\phi$ (celle-ci vaut 0.1×0.1 pour $|\eta| < 3$ et 0.2×0.2 pour $|\eta| > 3$). Un certain nombre de matrices de détection sont ensuite définies, en ajoutant les énergies recueillies dans toutes les cellules contenues dans un cône de rayon $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} = 0.4$ centré sur la cellule ayant la plus forte valeur de E_T (les seuils en énergie transverse imposés à la cellule centrale et à la matrice de détection valent respectivement 1.5 GeV et 10 GeV). La position de ces matrices de détection est calculée en prenant le barycentre des cellules contenues dans le cône. L'identification de la particule reconstruite est réalisée dans une seconde étape.

Pour identifier un électron, il faut que la position d'une matrice de détection corresponde à celle d'un électron incident (avec un ΔR inférieur à 0.1), mais il faut aussi que l'électron incident ait une énergie transverse E_T supérieure à 5 GeV et une pseudo-rapidité

$|\eta|$ inférieure à 2.5. Ensuite, pour être isolé, l'électron reconstruit doit être suffisamment éloigné des autres matrices de détection ($\Delta R > 0.4$) et la différence entre l'énergie transverse collectée dans un cône de rayon 0.2 et l'énergie transverse de l'électron incident ne doit pas dépasser 10 GeV.

Pour tenir compte de la résolution en énergie du calorimètre électromagnétique, on lisse l'énergie des électrons avec une distribution gaussienne de la forme :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{12\%}{\sqrt{E}} \oplus 0.7\% \oplus \text{terme de bruit} \quad (\text{B.1})$$

Dans l'équation précédente, le terme de bruit est la somme quadratique d'un terme représentant le bruit électronique et d'un terme représentant le bruit d'empilement :

$$\begin{aligned} \text{Bruit électronique} &= \frac{0.245}{E_T} \text{ pour } |\eta| < 1.4 \\ &= \frac{0.306((2.4 - |\eta|) + 0.228)}{E} \text{ pour } |\eta| > 1.4 \\ \text{Bruit d'empilement} &= \frac{0.320}{E_T} \text{ pour } |\eta| < 0.6 \\ &= \frac{0.295}{E_T} \text{ pour } 0.6 < |\eta| < 1.4 \\ &= \frac{0.270}{E_T} \text{ pour } |\eta| > 1.4 \end{aligned} \quad (\text{B.2})$$

La probabilité de mal identifier le signe de la charge électrique d'un électron a été implémentée dans le programme. Celle-ci vaut 1.4% pour $E_T = 500$ GeV et 13.3% pour $E_T = 2$ TeV (voir la figure 4.13 dans la référence [41]).

Quand une matrice de détection ne correspond ni à un électron isolé ni à un photon isolé, elle est associée à un jet. Pour tenir compte de la résolution en énergie du calorimètre hadronique, on lisse l'énergie des jets avec une distribution gaussienne de la forme :

$$\begin{aligned} \frac{\sigma(E)}{E} &= \frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 3\% \text{ pour } |\eta| < 3 \\ \frac{\sigma(E)}{E} &= \frac{100\%}{\sqrt{E}} \oplus 7\% \text{ pour } |\eta| > 3 \end{aligned} \quad (\text{B.3})$$

Quand on travaille à haute luminosité, on doit également tenir compte d'un terme lié aux effets d'empilement (celui-ci est ajouté de façon quadratique) : pour un cône de rayon $\Delta R = 0.4$, σ_{empil} vaut 7.5 GeV.

En général, les gerbes hadroniques ne sont pas complètement contenues dans la matrice de détection. Une correction de l'énergie transverse des jets est donc nécessaire [82] :

$$E_T^{corr} = E_T \times \begin{cases} 1.054 + (0.0541 E_T + 0.160)^{-1.37} & \text{pour les jets beaux} \\ 1.030 + (0.0693 E_T + 0.155)^{-1.50} & \text{pour les jets légers} \end{cases} \quad (\text{B.4})$$

Certes, l'utilisation d'un programme de reconstruction rapide tel qu'ATLFAST ne permet pas de rendre compte des performances du détecteur avec une très grande précision. Mais, comme il s'agit ici d'estimer les quantités de signal et de bruit de fond associées à un processus physique donné, de telles simulations sont généralement satisfaisantes.

Liste des tableaux

1.1	Les constituants fondamentaux de la matière.	4
1.2	Estimation de la masse des quarks.	4
1.3	Les quatre interactions fondamentales.	5
1.4	Nombres quantiques des fermions de la première famille, dans le cadre du Modèle Standard.	9
1.5	Nombres quantiques des fermions de la première famille, dans le cadre du Modèle Symétrique.	16
2.1	Principales performances du LHC.	30
2.2	Granularité et nombre de voies des trois compartiments du calorimètre électromagnétique central d'ATLAS.	41
2.3	Granularité et multiplicité des cellules dans les diverses régions et les divers compartiments d'un bouchon du calorimètre électromagnétique d'ATLAS.	44
2.4	Dimensionnement des cellules de détection du calorimètre avant d'ATLAS.	48
3.1	Caractéristiques géométriques des différents modules du pré-échantillonneur d'ATLAS à la température ambiante.	57
3.2	Valeurs des coefficients utilisés pour calculer le bruit électronique en ENI.	69
3.3	Capacité des cellules de détection, temps de montée de 5% à 100% et bruit électronique (en courant et en énergie) pour chaque module du pré- échantillonneur d'ATLAS, quand le temps caractéristique des formeurs est $\tau = 15$ ns.	70
3.4	Variation avec η de la valeur optimale du temps caractéristique des formeurs du pré-échantillonneur.	74
3.5	Tailles optimales pour les matrices de détection dans le calorimètre élec- tromagnétique central d'ATLAS.	77
3.6	Bruit électronique dans le pré-échantillonneur avant et après l'application du filtrage optimal, pour les deux modes de fonctionnement des formeurs.	88
3.7	Poids optimal du pré-échantillonneur et résolution du calorimètre électro- magnétique avant et après correction de l'énergie par le pré-échantillonneur, pour des électrons de 100 GeV.	92

4.1	Répartition des événements $pp \rightarrow W_R^+$ et $pp \rightarrow W_R^-$ obtenue en sortie de PYTHIA, en fonction de m_{W_R}	97
4.2	Répartition de W_R^+ , W_R^- et Z' dans les états $S_z = +1$, $S_z = 0$ et $S_z = -1$ quand l'axe orienté de quantification (Oz) est la direction de vol du boson.	106
5.1	Nombres d'électrons et de jets reconstruits par le détecteur ATLAS, pour le canal $W_R \rightarrow eN_e \rightarrow eeq_i\bar{q}_j$	117
5.2	Bruits de fond associés au processus $pp \rightarrow W_R \rightarrow eN_e \rightarrow eeq_i\bar{q}_j$, sections efficaces correspondantes et fractions d'événements reconstruits avec deux électrons isolés et au moins deux jets hadroniques dans l'état final.	120
5.3	Nombres d'électrons et de jets reconstruits par le détecteur ATLAS, pour le canal $pp \rightarrow Z' \rightarrow N_eN_e \rightarrow eeq_i\bar{q}_jq_k\bar{q}_l$	136
5.4	Comparaison de l'effet de deux coupures sur l'efficacité de reconstruction du processus $pp \rightarrow Z' \rightarrow N_eN_e$, la quantité de signal correspondante et le bruit de fond associé, pour $m_{Z'} = 3 \text{ TeV}/c^2$ et $m_{N_e} = m_{N_\mu} = m_{N_\tau}$, après trois années de fonctionnement du LHC à haute luminosité.	140
5.5	Comparaison de l'effet de deux coupures sur l'efficacité de reconstruction du processus $pp \rightarrow Z' \rightarrow N_eN_e$, la quantité de signal correspondante et le bruit de fond associé, pour $m_{Z'} = 3 \text{ TeV}/c^2$ et $m_{N_e} = m_{N_\mu} = m_{N_\tau}$, après trois années de fonctionnement du LHC à haute luminosité, quand les deux électrons détectés portent la même charge électrique.	141

Table des figures

1.1	Diagramme de Feynmann d'une double désintégration β sans neutrino. . .	22
2.1	Situation géographique du complexe LHC.	30
2.2	Le détecteur ATLAS.	35
2.3	Le détecteur interne d'ATLAS.	36
2.4	Vue en perspective du calorimètre électromagnétique central d'ATLAS. . .	40
2.5	Vue rapprochée du calorimètre électromagnétique d'ATLAS en $\eta = 0$. . .	41
2.6	Vue en perspective de deux secteurs du pré-échantillonneur placés sous un module du calorimètre électromagnétique d'ATLAS.	42
2.7	Vue d'un bouchon du calorimètre électromagnétique d'ATLAS.	43
2.8	Distribution de la matière en amont du calorimètre électromagnétique d'ATLAS.	44
2.9	Vue du calorimètre hadronique à tuiles scintillantes d'ATLAS.	47
2.10	Vues dans les plans $(R; \phi)$ et $(R; z)$ d'un bouchon du calorimètre hadronique d'ATLAS.	48
2.11	Vue du système d'aimants toroïdaux supraconducteurs d'ATLAS.	50
2.12	Vue en perspective du spectromètre à muons d'ATLAS.	51
3.1	Dessin technique de deux secteurs du pré-échantillonneur placés sous un module du calorimètre électromagnétique d'ATLAS.	56
3.2	Photographie d'un module 3 du pré-échantillonneur d'ATLAS, équipé de sa carte mère.	57
3.3	Vue en perspective d'un secteur du pré-échantillonneur d'ATLAS.	58
3.4	Schéma de principe de la chaîne d'électronique du pré-échantillonneur. . . .	59
3.5	Forme temporelle de l'amplitude normalisée du signal avant et après la chaîne d'électronique du pré-échantillonneur.	60
3.6	Vue agrandie du pré-échantillonneur au voisinage des zones mortes entre les secteurs, dans le plan $(R; \phi)$	61
3.7	Carte du champ électrique au voisinage des zones mortes entre les secteurs du pré-échantillonneur, dans le plan $(\phi; \eta)$	62

3.8	Carte bi-dimensionnelle du signal obtenu après la collection des charges et le filtrage électronique, près des zones mortes du pré-échantillonneur.	64
3.9	Variation de la réponse du pré-échantillonneur en fonction de ϕ au voisinage des zones mortes.	64
3.10	Géométrie implémentée dans GEANT pour le pré-échantillonneur au voisinage des zones mortes.	65
3.11	Énergie moyenne collectée dans le pré-échantillonneur en fonction de ϕ au voisinage des zones mortes, en l'absence de champ magnétique dans le détecteur interne.	66
3.12	Probabilités de perdre une fraction r de l'énergie du pré-échantillonneur à cause de ses zones mortes.	67
3.13	Perte d'énergie moyenne r pour le pré-échantillonneur en fonction de l'épaisseur du volume inactif qui en simule les zones mortes.	68
3.14	Spectre en énergie des événements à biais minimum dans une cellule du pré-échantillonneur et variations du bruit d'empilement avec η et avec la taille de la matrice de cellules considérée.	72
3.15	Variation du bruit total dans le pré-échantillonneur avec le temps caractéristique des formeurs.	73
3.16	Variation de la résolution en énergie du calorimètre électromagnétique avec le poids associé au pré-échantillonneur et variation du poids optimal pour le pré-échantillonneur avec la position de l'électron ou du photon incident.	75
3.17	Variation avec η du facteur d'étalonnage global pour l'étage de calorimétrie électromagnétique d'ATLAS.	76
3.18	Variation de la résolution en énergie du calorimètre électromagnétique avec la taille de la matrice de détection dans le pré-échantillonneur, pour des électrons et des photons ayant une énergie transverse égale à 20 GeV.	78
3.19	Variations avec η et E_{inc} de la fraction de l'énergie incidente qui est récoltée dans le pré-échantillonneur.	79
3.20	Variations avec η du terme d'échantillonnage dans la résolution en énergie de l'étage de calorimétrie électromagnétique d'ATLAS, avec et sans le pré-échantillonneur.	80
3.21	Photographie du module du pré-échantillonneur et du calorimètre électromagnétique qui ont été testés en faisceau au CERN en 1997, avant leur insertion dans le cryostat à argon liquide.	81
3.22	Schéma électronique du système d'étalonnage du pré-échantillonneur.	83
3.23	Visualisation à l'oscilloscope du signal d'étalonnage et de la réponse d'une cellule du pré-échantillonneur.	83

3.24	Réponses d'une cellule du pré-échantillonneur à des impulsions de courant injectées avec diverses amplitudes pour les deux modes de fonctionnement des formeurs.	84
3.25	Bruit électronique dans les cellules du pré-échantillonneur pour les deux modes de fonctionnement des formeurs.	85
3.26	Visualisation de la forme temporelle du signal, normalisée par rapport à son amplitude au maximum, dans une cellule du pré-échantillonneur, grâce aux données prises dans un faisceau d'électrons.	87
3.27	Profil moyen d'une gerbe électromagnétique dans le pré-échantillonneur quand celui-ci est placé dans un faisceau d'électrons de 100 GeV et quand la quantité de matière placée en amont correspond à $1.7 X_0$	89
3.28	Énergie déposée par des électrons de 100 GeV dans une cellule du pré-échantillonneur, pour diverses épaisseurs de matière en amont.	90
3.29	Variations de la résolution en énergie du calorimètre électromagnétique avec le poids w du pré-échantillonneur et avec la quantité de matière placée en amont de ce dernier.	91
3.30	Spectre en énergie obtenu pour des électrons de 100 GeV et une épaisseur de matière égale à $2.7 X_0$, avec et sans le pré-échantillonneur.	92
4.1	Production des bosons W_R et Z' dans un processus de type Drell-Yan. . . .	96
4.2	Sections efficaces de production des bosons W_R et Z' au LHC.	97
4.3	Contributions relatives de $f_u(x)f_{\bar{d}}(x)$ et $f_{\bar{u}}(x)f_d(x)$ à la section efficace de production de W_R , pour $m_{W_R} \leq 7 \text{ TeV}/c^2$	98
4.4	Rapports de branchement des différentes voies de désintégration de W_R , dans le cas où $m_{N_e} = m_{N_\mu} = m_{N_\tau}$ et dans le cas où seul N_e peut être produit dans les décroissances du boson.	99
4.5	Rapports de branchement des différentes voies de désintégration de Z' , dans le cas où $m_{N_e} = m_{N_\mu} = m_{N_\tau}$ et dans le cas où seul N_e peut être produit dans les décroissances du boson.	101
4.6	Décroissance des neutrinos droits de Majorana.	102
4.7	Largeur partielle des neutrinos droits de Majorana pour les désintégrations $N_l \rightarrow lq_i\bar{q}_j$ et $N_1 \rightarrow l_1l_2N_2$	103
4.8	États de polarisation des bosons W_R et Z' dans une collision pp	104
4.9	Effets de polarisation dans le processus $pp \rightarrow W_R \rightarrow lN_l$	106
4.10	Évolution des sections efficaces de production des bosons W_R et Z' avec $\kappa = g_R/g_L$	110
4.11	Évolution des rapports de branchement des voies de désintégration de Z' avec κ	111
4.12	Évolution de $A_{FB}(Z')$ avec κ pour $m_{Z'} = 3 \text{ TeV}/c^2$	112

5.1	Section efficace associée au processus $pp \rightarrow W_R \rightarrow eN_e \rightarrow eeq_i\bar{q}_j$	116
5.2	Reconstruction de N_e dans le détecteur ATLAS, pour $m_{W_R} = 2 \text{ TeV}/c^2$ et $m_{N_e} = 1 \text{ TeV}/c^2$	118
5.3	Reconstruction de W_R dans le détecteur ATLAS, pour $m_{W_R} = 2 \text{ TeV}/c^2$ et $m_{N_e} = 0.5 \text{ TeV}/c^2$, $m_{N_e} = 1 \text{ TeV}/c^2$ ou $m_{N_e} = 1.5 \text{ TeV}/c^2$	119
5.4	Principales signatures expérimentales des bruits de fond physiques associés à $pp \rightarrow W_R \rightarrow eN_e$ dans ATLAS.	121
5.5	Principales signatures expérimentales de $pp \rightarrow W_R \rightarrow eN_e$ dans ATLAS.	122
5.6	Reconstruction du neutrino droit de Majorana N_e et du boson W_R dans le détecteur ATLAS, pour $m_{W_R} = 2 \text{ TeV}/c^2$ et $m_{N_e} = 1 \text{ TeV}/c^2$, après l'ajout des bruits de fond physiques et l'application des coupures suivantes : $m_{inv}(ee) \geq 200 \text{ GeV}/c^2$, $E_T(j_1)$ et $E_T(j_2) \geq 100 \text{ GeV}$	123
5.7	Efficacité de reconstruction de $pp \rightarrow W_R \rightarrow eN_e$	124
5.8	Détermination de la masse du boson W_R quand $m_{N_e} \ll m_{W_R}$	125
5.9	Répartition du bruit de fond dans les plans $(m_{inv}(e_1e_2j_1j_2); m_{inv}(e_1j_1j_2))$ et $(m_{inv}(e_1e_2j_1j_2); m_{inv}(e_2j_1j_2))$ après avoir utilisé les coupures cinématiques suivantes : $m_{inv}(ee) \geq 200 \text{ GeV}/c^2$, $E_T(j_1)$ et $E_T(j_2) \geq 100 \text{ GeV}$	126
5.10	Potentiel de découverte de W_R et N_e dans le détecteur ATLAS quand les coupures appliquées pour réduire le bruit de fond sont : $m_{inv}(ee) \geq 200 \text{ GeV}/c^2$, $E_T(j_1)$ et $E_T(j_2) \geq 100 \text{ GeV}$	127
5.11	Potentiel de découverte du boson W_R et du neutrino droit de Majorana N_e dans ATLAS quand les coupures appliquées pour réduire le bruit de fond sont : $m_{inv}(ee) \geq 500 \text{ GeV}/c^2$, $E_T(j_1)$ et $E_T(j_2) \geq 250 \text{ GeV}$	128
5.12	Potentiel de découverte du boson W_R et du neutrino droit de Majorana N_e dans ATLAS quand les coupures appliquées pour réduire le bruit de fond sont : $m_{inv}(ee) \geq 200 \text{ GeV}/c^2$, $E_T(j_1)$ et $E_T(j_2) \geq 100 \text{ GeV}$, $\text{charge}(e_1) = \text{charge}(e_2)$	129
5.13	Efficacité de la méthode permettant d'identifier la provenance de chacun des électrons détectés en fonction de m_{W_R} et m_{N_e}	130
5.14	Variation relative du nombre d'événements $N_{0.9-1.1}$ en fonction de la distance ΔR_{max} au-delà de laquelle un jet additionnel n'est pas pris en compte pour réduire la déformation des spectres de masse de W_R et N_e	132
5.15	Comparaison des spectres de masse de N_e et de W_R obtenus avant et après l'application de la procédure visant à réduire la perte d'énergie due à l'émission de gluons par les quarks issus du neutrino droit de Majorana.	132
5.16	Proportions de bosons W_R^+ et W_R^- reconstruits dans l'état $S_z = +1$, quand m_{W_R} vaut $2 \text{ TeV}/c^2$ et pour diverses valeurs de m_{N_e}	133
5.17	Section efficace associée au processus $pp \rightarrow Z' \rightarrow N_e N_e \rightarrow eeq_i\bar{q}_j q_k\bar{q}_l$	134

5.18	Observabilité de $pp \rightarrow Z' \rightarrow jj$, $pp \rightarrow Z' \rightarrow e^+e^-$ et $pp \rightarrow Z' \rightarrow \mu^+\mu^-$ dans le détecteur ATLAS, après une année de fonctionnement du LHC à haute luminosité.	135
5.19	Reconstruction de la paire de neutrinos droits de Majorana N_e dans le détecteur ATLAS, pour $m_{Z'} = 3 \text{ TeV}/c^2$ et $m_{N_e} = 750 \text{ GeV}/c^2$	137
5.20	Reconstruction de Z' dans le détecteur ATLAS, pour $m_{Z'} = 3 \text{ TeV}/c^2$ et $m_{N_e} = 0.3 \text{ TeV}/c^2$, $m_{N_e} = 0.75 \text{ TeV}/c^2$ ou $m_{N_e} = 1.2 \text{ TeV}/c^2$	138
5.21	Observabilité du processus $pp \rightarrow Z' \rightarrow N_e N_e$ dans le détecteur ATLAS. . .	142
A.1	Pertes d'énergie des électrons dans le plomb et probabilités d'interaction des photons dans le plomb, en fonction de l'énergie incidente.	148
A.2	Schéma descriptif d'un calorimètre électromagnétique à échantillonnage. . .	151
A.3	Collection de charges dans une chambre à ionisation à argon liquide. . . .	152

Bibliographie

- [1] Particle Data Group, C. Caso et al., European Physical Journal C3 (1998) 1.
- [2] “Gauge Theories in Particle Physics”, I.J.R. Aitchison et A.J.G. Hey, Adam Higler LTD, Bristol.
- [3] S.L. Glashow, Nucl. Phys. 22 (1961) 579.
- [4] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett 19 (1967) 1264.
- [5] A. Salam, Elementary particle theory, édité par N. Svastholm (Almqvist et Wiksell, Stockholm, 1968).
- [6] T.D. Lee et C.N. Yang, Phys. Rev. 104 (1956) 254.
- [7] C.S. Wu et al., Phys. Rev. 105 (1957) 1413.
- [8] T.D. Lee et C.N. Yang, Phys. Rev. 105 (1957) 1671.
- [9] L. Wolfenstein, Phys. Rev. D17 (1979) 2369; S.P. Mikheyev et A.Y. Smirnov, Soviet Journal of Nuclear Physics 42 (1985) 1441.
- [10] N. Hata et P. Langacker, Phys. Rev. D49 (1994) 3622.
- [11] Super-Kamiokande Collaboration, Y. Fukuda et al., Phys. Rev. Lett. 81 (1998) 1562.
- [12] LSND Collaboration, Phys. Rev. Lett 77 (1996) 3082; Phys.Rev. C54 (1996) 2685; Phys. Rev. Lett 81 (1998) 1774.
- [13] R.D. Cousins, G.J. Feldman, Phys. Rev. D57 (1998) 3873.
- [14] R.N. Mohapatra et P.B. Pal, “Massive neutrinos in physics and astrophysics” (World Scientific, Singapore, 1991); C.W. Kim et A. Pevsner, “Neutrinos in physics and astrophysics”, édité par H. Feshbach (Harwood Academic Publishers, Switzerland, 1993).
- [15] R.N. Mohapatra et G. Senjanović, Phys. Rev. D23 (1981) 165.
- [16] J.C. Pati et A. Salam, Phys. Rev. D10 (1974) 275; R.N. Mohapatra et J.C. Pati, Phys. Rev. D11 (1975) 566, 2558; G. Senjanović et R.N. Mohapatra, Phys. Rev. D12 (1975) 1502.
- [17] M. Cvećić et P. Langacker, Phys. Rev. D42 (1990) 1797.
- [18] R.N. Mohapatra, Phys. Rev. D34 (1986) 909.

- [19] G. Beall, M. Bander et A. Soni, Phys. Rev. Lett 48 (1982) 848.
- [20] P. Langacker et S. Uma Sankar, Phys. Rev. D40 (1989) 1569.
- [21] Heidelberg-Moscow Collaboration, A. Balysh et al., Phys. Lett. B356 (1995) 450.
- [22] “Double Beta Decay and Related topics”, édité par H. Klapdor-Kleingrothaus (World Scientific 1995).
- [23] UA2 Collaboration, J. Alitti et al., Nucl. Phys. B400 (1993) 3.
- [24] CDF Collaboration, F. Abe et al., Phys. Rev. D55 (1997) 5263.
- [25] DØ Collaboration, B. Abbott et al., International Europhysics Conference on High Energy Physics, Jerusalem, Israel (1997).
- [26] DØ Collaboration, S. Abachi et al., Phys. Rev. Lett. 79 (1997) 2192.
- [27] P. Langacker et M. Luo, Phys. Rev D45 (1992) 278.
- [28] CDF Collaboration, F. Abe et al., Phys. Rev. D55 (1997) 5263.
- [29] T.G. Rizzo et G. Senjanović, Phys. Rev. Lett 46 (1981) 1315; T.G. Rizzo et G. Senjanović, Phys. Rev. D24 (1981) 704.
- [30] D. Chang, R.N. Mohapatra et M.K. Parida, Phys. Rev. Lett. 52 (1984) 1072.
- [31] J. Wess et J. Bagger, “Supersymmetry and Supergravity” (Princeton University Press, 1983); P. West, “Introduction to Supersymmetry and Supergravity” (World Scientific, 1986).
- [32] R.N. Mohapatra, Phys. Rev. D34 (1986) 3457; A. Font, L.E Ibanez et F. Quevedo, Phys. Lett. 228B (1989) 79; S.P. Martin, Phys. Rev. D46 (1992) 2769.
- [33] C.S. Aulakh et R.N. Mohapatra, Phys. Lett. 199B (1983) 136; G.G. Ross et J.W.F. Valle, Phys. Lett. 151B (1985) 375.
- [34] R. Kuchimanchi et R.N. Mohapatra, Phys. Rev. D48 (1993) 4352.
- [35] R. Kuchimanchi et R.N. Mohapatra, Phys. Rev. Lett. 75 (1995) 3989.
- [36] “The LHC Conceptual Design Report - The Yellow Book”, CERN/AC/95-05.
- [37] D. Denegri, Standard Model Physics at the LHC, page 56 dans “Proceedings of the Large Hadron Collider Workshop”, Volume I, édité par G. Jarlskog et D. Rein (Aachen, 4-9 Octobre 1990) CERN 90-10/ECFA 90-133.
- [38] Collaborations ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL, notes ALEPH 98-069, DELPHI 98-144, L3 2310 et OPAL TN-558 (1998).
- [39] ATLAS Collaboration, Letter of Intent, CERN-LHCC 94-43; ATLAS Collaboration, Technical Proposal, CERN-LHCC 92-4.
- [40] ATLAS Collaboration, Central Solenoid Technical Design Report, ATLAS TDR 4, CERN/LHCC 97-16.

- [41] ATLAS Collaboration, Inner Detector Technical Design Report, ATLAS TDR 9, CERN/LHCC 97-21.
- [42] ATLAS Collaboration, Liquid Argon Calorimeter Technical Design Report, ATLAS TDR 2, CERN/LHCC 96-41.
- [43] RD3 Collaboration, D. Fournier et al., CERN/DRDC 90-31
- [44] ATLAS Collaboration, Calorimeter Performance Technical Design Report, ATLAS TDR 1, CERN/LHCC 96-40.
- [45] ATLAS Collaboration, Tile Calorimeter Technical Design Report, ATLAS TDR 3, CERN/LHCC 96-42.
- [46] D. Cavalli et al., notes internes ATLAS PHYS-051 (1994) et PHYS-080 (1996).
- [47] ATLAS Collaboration, Muon Spectrometer Technical Design Report, ATLAS TDR 10, CERN/LHCC 97-22.
- [48] ATLAS Collaboration, Barrel Toroid Technical Design Report, ATLAS TDR 7, CERN/LHCC 97-19.
- [49] ATLAS Collaboration, End-Cap Toroid Technical Design Report, ATLAS TDR 8, CERN/LHCC 97-20.
- [50] ATLAS Collaboration, Trigger Performance Status Report, CERN/LHCC 98-15.
- [51] H. Chakir et al., note interne ATLAS LARG-100 (1998).
- [52] J. Collot et J.Y. Hostachy, note interne ATLAS LARG-090 (1998).
- [53] V. Radeka et S. Rescia, NIM A 265 (1988) 228.
- [54] R.L. Chase, C. de La Taille, J.P. Richer et N. Seguin-Moreau, note interne ATLAS LARG-010 (1995).
- [55] G. Lemeur et F. Touze : Status and perspectives of the PRIAM/ANTIGONE codes, Computational Accelerator Physics, Williamsburg, Virginia, 1996 (édité par J.J. Bisognano et A. Mondelli), AIP conference proceedings 391, pages 113-118.
- [56] W.J. Willis et V. Radeka, NIM 120 (1974) 221-236.
- [57] A.M. Kallin, Y.K. Potrebennikov, A. Gonidec et D. Schinzel, “Temperature and electric field strength dependence of electron drift velocity in liquid krypton and liquid argon”, version préliminaire d’une note de la collaboration NA48.
- [58] R. Brun et al., GEANT3, CERN DD/EE/84-1 (1986).
- [59] A. Artamonov, A. Dell’Acqua, D. Froidevaux, M. Nessi, P. Nevski et G. Poulard, “DICE-95 : A modified DICE framework”, ATLAS-SOFT/95-14, 15 January 1996.
- [60] J. Schwindling, “The reconstruction code for the electromagnetic calorimeter in ATRECON”, documentation interne à la collaboration ATLAS (1997).

- [61] E. Albertson et J. Collot, note interne ATLAS LARG-023 (1995).
- [62] M. Miyajima et al, Phys. Rev. A9 (1974) 1438.
- [63] R.J. Hawking et A.R. Weidberg, note interne ATLAS INDET-026 (1993).
- [64] L. Serin et V. Tisserand, note interne ATLAS CALO-073 (1995).
- [65] T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. 82 (1994) 74.
- [66] W.E. Cleland et E.G. Stern, NIM A338 (1994) 467.
- [67] G. Ciapetti et A. Di Ciaccio, Monte Carlo Simulation of Minimum Bias Events at the LHC Energy, page 155 dans “Proceedings of the Large Hadron Collider Workshop”, Volume II, édité par G. Jarlskog et D. Rein (Aachen, 4-9 Octobre 1990) CERN 90-10/ECFA 90-133.
- [68] J. Collot et al, note interne ATLAS LARG-092 (1998).
- [69] RD3 Collaboration, NIM A364 (1995) 290.
- [70] I. Wingerter-Seez, note interne ATLAS LARG-019 (1995).
- [71] M. Seman, communications privées.
- [72] M. Seman, “Offline analysis user’s guide”, documentation interne à la collaboration ATLAS (1998).
- [73] J. Botts et al., Phys. Lett. B304 (1993) 159.
- [74] A. Djouadi et T.G. Rizzo, communications privées.
- [75] A. Henriques et L. Poggioli, note interne ATLAS PHYS-010 (1992).
- [76] T.G. Rizzo et G. Senjanović, Phys. Rev. D34 (1981) 704.
- [77] W.J. Thompson, “Angular Momentum”, édité par John Wiley and Sons, INC, New York 1994.
- [78] P. Langacker, R.W. Robinett et J.L. Rosner, Phys. Rev. D30 (1984) 1470.
- [79] E.D. Commins, “Weak interactions”, McGRAW-HILL advanced physics monograph series, 1973.
- [80] M. Cvetič, B. Kaiser et P. Langacker, Phys. Rev. Lett. 68 (1992) 2871.
- [81] D. Froidevaux, L. Poggioli et E. Richter-Was, notes internes ATLAS PHYS-079 (1996) et ATLAS PHYS-131 (1998).
- [82] M. Wielers, communications privées.